



Etude des réactions induites par le noyau à halo ^{11}Li avec la cible active MAYA.

Thomas Roger

► To cite this version:

Thomas Roger. Etude des réactions induites par le noyau à halo ^{11}Li avec la cible active MAYA.. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2009. Français. NNT: . tel-00424010

HAL Id: tel-00424010

<https://theses.hal.science/tel-00424010>

Submitted on 13 Oct 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université de Caen
Basse-Normandie

GANIL T 09 02



UNIVERSITE de CAEN/BASSE NORMANDIE

U.F.R. de Sciences
ECOLE DOCTORALE SIMEM

THESE

Présentée par

Mr Thomas ROGER

et soutenue

le 25 Septembre 2009

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 Août 2006

Titre :

**Etude des réactions induites par le noyau à halo ^{11}Li
avec la cible active MAYA.**

MEMBRES DU JURY :

Mr. Yorick BLUMENFELD, Physicien - CERN (*rapporteur*)

Mr. David LUNNEY, Directeur de recherche - CSNSM (*rapporteur*)

Mr. Oscar NAVILIAT, Professeur - Université de Caen

Mr. Nicholas KEELEY, Assistant Professor - Université de Varsovie

Mr. Karsten RIISAGER, Associate Professor - Université de Aarhus

Mme. Patricia ROUSSEL CHOMAZ, Physicienne - GANIL (*directrice de thèse*)

UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE

U.F.R. de Sciences

ECOLE DOCTORALE SIMEM

T H E S E

présentée par

Mr Thomas ROGER

et soutenue

le 25 septembre 2009

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

**Etude des réactions induites par le noyau à halo ^{11}Li
avec la cible active MAYA.**

MEMBRES du JURY

Mr. Yorick BLUMENFELD, Physicien – CERN (*rapporteur*)

Mr. David LUNNEY, Directeur de recherche – CSNSM (*rapporteur*)

Mr. Oscar NAVILIAT, Professeur – Université de Caen

Mr. Nicholas KEELEY, Assistant Professor – Université de Varsovie

Mr. Karsten RIISAGER, Associate Professor – Université de Aarhus

Mme. Patricia ROUSSEL CHOMAZ, Physicienne - GANIL (*Directrice de thèse*)

Remerciements

S'il est aisé d'écrire une thèse, les remerciements sont autrement plus compliqués à formuler. Comment respecter la tradition tout en étant original... Voici un essai :

Cette période de trois années passées au GANIL s'achève, et l'heure du bilan approche...

Il est d'usage d'exprimer sa gratitude à la direction du laboratoire d'accueil, c'est pourquoi j'adresse mes sincères remerciements à Mr. Sydney Galès pour m'avoir accueilli au sein du GANIL.

En ce qui concerne mon directeur de thèse non officiel, Hervé Savajols, je le rencontrai pour la première fois le 2 octobre 2006. Je fus immédiatement convoqué dans son bureau afin de "faire le point" sur la thèse. A peine assis, je compris que le projet sur lequel j'avais été "débauché" (mesures de masses dans la région du ^{54}Ca) était quelque peu compromis... Il semblait en effet qu'il faille, avant de procéder aux mesures de masses, participer et analyser une petite expérience qui aurait lieu à TRIUMF avec la "cible active MAYA"... Moi qui m'étais juré de ne jamais analyser de données provenant des CATS (distributions de charges unidimensionnelles), je me retrouvai soudainement à devoir travailler sur des distributions bidimensionnelles. La thèse commençait joyeusement... Quelques mois plus tard, SISSI passa l'arme à gauche et, portant le deuil pendant 3 ans, je n'extrayai finalement aucune masse, si ce n'est celle du ^{11}Li .

Mais la thèse n'a pas été qu'un enchaînement de moments peu agréables, bien au contraire. La première personne à qui je me dois d'adresser ma profonde gratitude est sans doute Laurent (*De profundis clamavi ad te, Domine*). J'ai beaucoup appris grâce à toi, et je pense que travailler avec toi sera un vrai plaisir. Merci également à Antoine (*Le Rouge*) et Manuel (*Me Quedo Con Tu Cara*) pour les longues soirées passées à écluser les bars et les caves de chez Nicolas tout en parlant physique. C'est comme cela que viennent les meilleurs idées. Julien (*Breizhad*), merci pour m'avoir fait redécouvrir la navigation, ainsi que pour tous les bons moments qu'on a passé ensemble.

Je dois également beaucoup au couloir B du deuxième étage du BIP (j'entends, à ses habitants). Une petite pensée pour Carole et Xavier, le bureau va être bien (trop) calme dorénavant. Une mention pour Stephane, et ses crises de folie passé 17h (tu m'as battu !). Encore une fois, je remercie Hervé pour avoir su me gérer durant ces 3 ans. On a passé des bon moments. Cela place la barre haut pour le futur. N'oublions pas Maurycy et Navin, et les longues discussions (parfois mouvementées) sur les fondements de la physique nucléaire. En vrac, j'adresse mes remerciements à Valérie, Isao, Wolfi, Emmanuel, Fanny, Ketel, Jean-Pierre, Jean-Charles, Patricia, Eric, Sophie, Emilie, et tout ceux avec qui j'ai eu l'occasion d'échanger quelques mots pendant ces trois ans.

Contrairement à ce que l'on pourrait penser, l'intensité des relations humaines n'est pas reliée à la durée de ces relations. A ce titre, je remercie chaleureusement Marc-Olivier (*Le Chaud Qui Venait Du Froid*) : à quand la prochaine conférence ?! Lucia (*Pitufa*), merci pour ce que tu sais. We'll meet again some day ! Et enfin Katell (*Le Bon Goût Par Nature*), merci d'avoir rendu de cette dernière semaine à Caen moins difficile à vivre.

Bien entendu, tout ceci ne serait jamais arrivé s'il n'y avait pas eu ma famille. Merci d'avoir pu supporter mes élucubrations pseudo-scientifiques (et il y en aura d'autres !)

Enfin toi, lecteur de thèse, merci pour l'attention que tu vas porter à mon travail !

Table des matières

1	Contexte de l'expérience	1
1.1	Le rayon d'interaction	1
1.1.1	Une première mesure	1
1.1.2	Importance de la masse	3
1.2	Distributions en moment	4
1.2.1	Une seconde preuve de l'existence du halo de neutrons	4
1.2.2	Vers une évaluation de la structure du halo	5
1.3	Modes d'excitation exotiques	7
1.4	Conditions requises à l'apparition d'un halo de deux neutrons	10
1.5	Motivations de l'expérience	10
2	Dispositif expérimental et simulations	13
2.1	Production du faisceau : l'installation ISAC2	13
2.2	Description de la cible active MAYA	14
2.3	Système de détection	15
2.3.1	La chambre à avalanche à plaques parallèles	15
2.3.2	Déclenchement de l'acquisition	17
2.3.3	Electronique interne	18
2.3.4	Calibration de l'électronique	19
2.4	Programme de simulation	20
2.5	Méthodes de reconstruction	21
2.5.1	Reconstruction des angles projetés	21
2.5.2	Reconstruction de la troisième dimension	28
2.5.3	Mesure du parcours des particules	32
3	Etude des réactions induites par le noyau de ^{11}Li	37
3.1	Etude des réactions de diffusion élastique et de transfert de neutrons à 4.3A MeV	37
3.1.1	Réglages du dispositif	37
3.1.2	Identification des produits de réaction	38
3.1.3	Sélection des voies de réaction	39
3.1.4	Extraction des distributions angulaires	45
3.2	Etude des fonctions d'excitation des réactions de diffusion élastique et de transfert de deux neutrons	47

3.2.1	Réglages du dispositif	48
3.2.2	Sélection des voies de réaction	48
3.2.3	Calcul de l'énergie de réaction	51
3.2.4	Normalisation	52
3.3	Une mesure de la masse du ^{11}Li par mesure de la chaleur de réaction . . .	52
4	Interprétation des résultats	57
4.1	Formalisme des calculs	57
4.1.1	Calculs en matrice R	57
4.1.2	Formalisme des réactions de transfert	61
4.2	Interprétation des données de diffusion élastique résonnante	64
4.2.1	Position du problème	64
4.2.2	Calcul avec un potentiel Coulombien seul	66
4.3	Extraction du potentiel optique pour la voie d'entrée $^{11}\text{Li}+p$	69
4.3.1	Potentiels optiques globaux	69
4.3.2	Ajustement du potentiel optique	70
4.4	Analyse de la distribution angulaire de la réaction de transfert de deux neutrons.	71
4.4.1	Potentiels optique utilisés	72
4.4.2	Fonctions d'ondes utilisées	72
4.4.3	Détail des calculs	73
4.4.4	Interprétation et conclusion	73
	Conclusions et perspectives	75
A	Etude des états isobariques analogues du noyau de ^7He	77
B	Calculs divers	81
B.1	Calcul de l'angle centre de masse	81
B.1.1	Expression du rapport $v_{c.m.}/v_C^{lab}$ en fonction de θ_C^{lab} et θ_C^{lab}	81
B.1.2	Expression du rapport $v_{c.m.}/v_C^{lab}$ en fonction de θ_D^{lab} et E_D	82
B.2	Calcul de la chaleur de réaction	82
	Bibliographie	83

Table des figures

1.1	Distribution en densité des noyaux de ^9Li et de ^{11}Li	2
1.2	Carte des noyaux légers	2
1.3	Rayons d'interaction des isotopes de lithiums	3
1.4	Dépendance du rayon moyen avec l'énergie de liaison d'un neutron	4
1.5	Cassure nucléaire du ^{11}Li : distribution en moment transverse des noyaux de ^9Li	5
1.6	Structure de l'état fondamental du ^{11}Be	6
1.7	Isotones $N = 7$ légers	7
1.8	Distribution en moment des neutrons dans les réactions de stripping du ^{11}Be et du ^{11}Li	8
1.9	Knockout d'un neutron du ^{11}Li : distribution en moment transverse des fragments de ^{10}Li	8
1.10	Cassure électromagnétique du ^{11}Li : distribution du $B(E1)$	9
1.11	Vision classique du noyau de ^{11}Li	10
1.12	Cinématique angle-angle des réaction induites par du ^{11}Li sur proton à 4.3A MeV	12
2.1	Plan des aires expérimentales ISAC et ISAC2	14
2.2	La cible active MAYA	16
2.3	Le plan de pads	16
2.4	Repère utilisé dans l'analyse des données	17
2.5	Le détecteur PPAC	17
2.6	Schéma de l'électronique de détection	19
2.7	Calibration des pads de MAYA	20
2.8	Une distribution de charge	22
2.9	Schéma bloc du programme de simulation	22
2.10	Illustration de la procédure de recherche du bon axe de symétrie	23
2.11	Erreur de reconstruction effectuée avec la méthode de la sécante hyperbolique	24
2.12	Problème rencontré avec la méthode de la sécante hyperbolique	24
2.13	Cas limites d'utilisation de la méthode d'ajustement global	26
2.14	Illustration de la méthode d'ajustement global	26
2.15	Erreur de reconstruction effectuée avec la méthode d'ajustement global	27
2.16	Problème rencontré avec la méthode d'ajustement global	27
2.17	Séparation de la cathode en plusieurs zones	28
2.18	Erreurs sur la reconstruction des angles du triton et du ^9Li	28

2.19	Selection des temps fils	29
2.20	Alignement des temps fils	30
2.21	Calibration de la vitesse de dérive des électrons	31
2.22	Méthode de détermination du vertex par étude du profil de charge	33
2.23	Méthode de détermination du point d'arrêt d'une particule à l'aide de son profil de charge	34
2.24	Erreur sur la reconstruction du point d'arrêt des particules	34
3.1	Cinématiques de réaction à 4.3A MeV	38
3.2	Corrélations ΔE - E	40
3.3	Corrélations énergie-angle pour les tritons	41
3.4	Corrélations ΔE -angle pour le transfert de deux neutrons	41
3.5	Corrélations angle-angle pour le transfert de deux neutrons	42
3.6	Corrélation énergie-angle pour les deutons	43
3.7	Corrélation angle-angle pour le transfert d'un neutron	43
3.8	Corrélations ΔE -angle pour la diffusion élastique	44
3.9	Corrélation angle-angle pour la diffusion élastique	44
3.10	Profil de charge obtenu sur les premières colonnes de pads	47
3.11	Efficacités totales de détection/reconstruction	47
3.12	Distributions angulaires	48
3.13	Sélection des différents isotopes de l'hydrogène en cible épaisse	49
3.14	Définition du parcours total d'une particule	50
3.15	Corrélations énergie-parcours total	50
3.16	Maillage utilisé pour extraire l'énergie de réaction en cible épaisse	51
3.17	Fonctions d'excitation pour la réaction $^1\text{H}(^{11}\text{Li},\text{p})^{11}\text{Li}$ (G.S.)	53
3.18	Fonction d'excitation pour la réaction $^1\text{H}(^{11}\text{Li},\text{t})^9\text{Li}$ (G.S.)	53
3.19	Distribution en Q de réaction obtenue à partir de la corrélation angle-angle pour la réaction $^1\text{H}(^{11}\text{Li},^9\text{Li})\text{t}$	54
3.20	Distribution en Q de réaction obtenue à partir de la corrélation énergie- énergie pour la réaction $^1\text{H}(^9\text{Li},^7\text{Li})\text{t}$	56
3.21	Distribution en Q de réaction obtenue à partir de la corrélation énergie- énergie pour la réaction $^1\text{H}(^{11}\text{Li},^9\text{Li})\text{t}$	56
4.1	Illustration des formalismes DWBA, CCBA et CRC	63
4.2	Schéma de niveau utilisé pour décrire la réaction de diffusion élastique ré- sonante	64
4.3	Etats isobariques analogues vus comme des excitations de particules in- dépendantes	65
4.4	calcul de diffusion potentielle avec des déphasages de sphère dure	66
4.5	Largeur réduite de particule indépendante attendue pour différentes ondes partielles	67
4.6	Calculs en matrice R pour une résonance $l=2$	68
4.7	Ajustement en matrice R avec largeurs partielles libres	68
4.8	Calculs de diffusion élastique avec des potentiels optiques globaux	70
4.9	Ajustement des paramètres du potentiel optique sur les données	71

4.10	Schéma du calcul CCBA	73
4.11	Transfert simultané et séquentiel des deux neutrons du halo	74
4.12	Calcul DWBA multi-étapes à 3A et 4.3A MeV	74
A.1	Profil de charge reconstruit dans MAYA pour une réaction résonante (p,n)	78
A.2	Dispositif expérimental pour l'étude de la réaction $^1\text{H}(^6\text{He},n)^6\text{Li}(0^+,T=1)$.	79
A.3	Corrélation entre la perte d'énergie totale dans MAYA et la hauteur mesurée du pic de Bragg	79
A.4	Courbe d'efficacité pour l'étude de la réaction (p,n)	80
A.5	Fonction d'excitation pour la réaction $^1\text{H}(^6\text{He},n)^6\text{Li}(0^+,T=1)$	80

Chapitre 1

Contexte de l'expérience

Jusqu'au début des années 80, les connaissances en physique nucléaire étaient essentiellement restreintes aux propriétés des quelques 300 noyaux stables. La possibilité de produire des noyaux radioactifs a permis d'étendre ces connaissances loin de la vallée de stabilité, et parfois même jusqu'aux "drip-lines", c'est à dire les limites en nombre de protons et neutrons au delà desquelles il n'existe plus d'état lié du noyau. Ce faisant, les physiciens nucléaires furent contraints de remettre en cause des propriétés jusqu'alors bien établies pour les noyaux stables, et notamment le fait que :

- le rayon d'un noyau est proportionnel à la racine cubique du nombre de nucléons le constituant,
- le volume du noyau est uniforme, c'est à dire que la densité de matière est à peu près constante dans tout le noyau ($\rho_0 \approx 0.17$ nucléons/fm³),
- les protons et neutrons sont répartis de façon homogène dans le noyau,
- l'énergie de séparation moyenne des nucléons est plus ou moins constante ($E_s \approx 7$ MeV),
- les nombres 2, 8, 20, 28, 50, 128, sont prédit "magiques" par le modèle en couche : les noyaux possédant ce nombre de neutrons ou de protons présentent un surcroit de stabilité. En approchant les "drip-lines", l'extrapolation de ces propriétés n'est plus valable. De nouveaux phénomènes apparaissent, et notamment les phénomènes de halos de neutrons, comme illustré sur la figure 1.1. Ce phénomène a été observé pour de nombreux noyaux légers comme le montre la figure 1.2. Nous présenterons ici quelques caractéristiques des noyaux à halo, puis présenterons les motivations de ce travail.

1.1 Le rayon d'interaction

1.1.1 Une première mesure

Vers le milieu des années 80, l'installation Bevalac du laboratoire Lawrence Berkeley fut la première à délivrer des faisceaux radioactifs produits par fragmentation de faisceaux stables d'ions lourds. I. Tanihata et ses collaborateurs décidèrent de procéder à une mesure systématique des rayons d'interaction R_I des isotopes de la chaîne des lithiums, par l'intermédiaire de la mesure de la section efficace totale d'interaction σ_I des isotopes

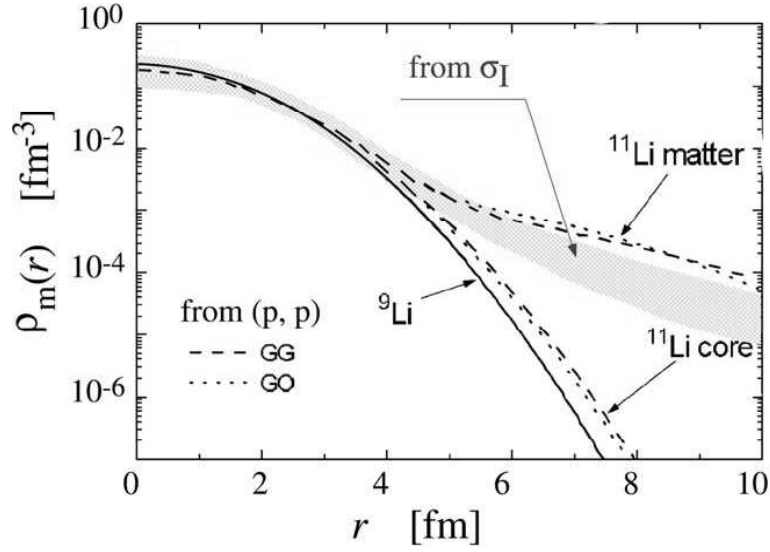


FIG. 1.1 – Distribution en densité des noyaux de ^9Li et de ^{11}Li extraite de la référence [1]. Le phénomène de halo apparaît comme une extension spatiale de matière de faible densité.

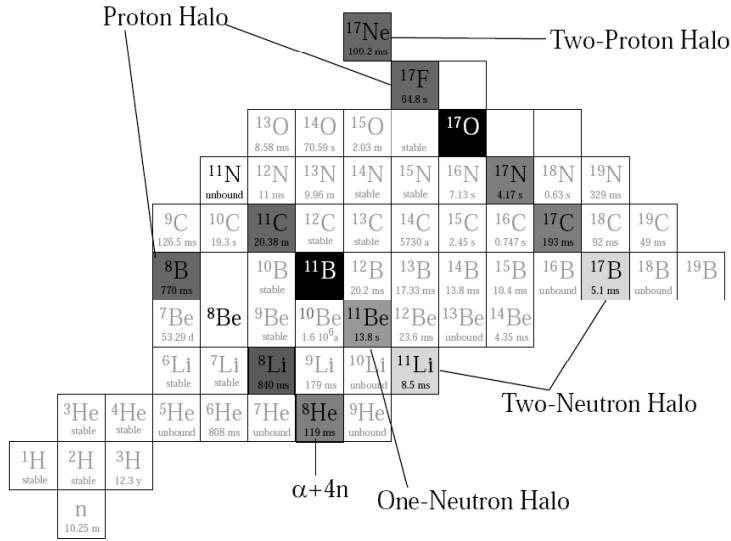


FIG. 1.2 – Carte des noyaux légers, adaptée de la référence [2].

sur différentes cibles. Le rayon d'interaction est défini par la relation :

$$\sigma_I = \pi(R_I(t) + R_I(p))^2 \quad (1.1)$$

où $R_I(t)$ et $R_I(p)$ sont respectivement les rayons d'interaction des noyaux de la cible et des projectiles. En effectuant les mesures avec plusieurs cibles, les contributions des rayons de la cible et du projectile peuvent être séparées. La figure 1.3 extraite de la référence [3] présente les rayons d'interaction mesurés sur la chaîne isotopique des lithiums. Les rayons mesurés suivent approximativement une loi en $A^{1/3}$, excepté le noyau de ^{11}Li qui présente un rayon beaucoup plus important. I. Tanihata et ses collaborateurs ont tout d'abord interprété

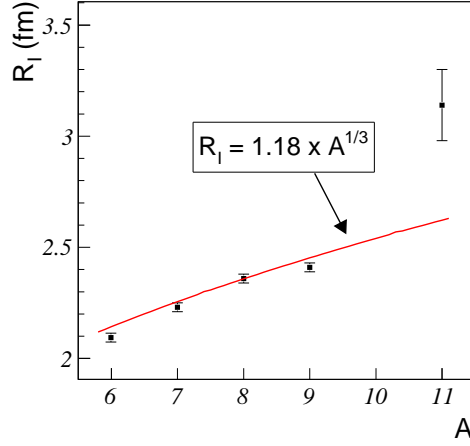


FIG. 1.3 – Rayons d'interaction mesurés par I. Tanihata [3] pour la chaîne isotopique des lithiums. La courbe rouge représente le rayon attendu avec la loi en $A^{1/3}$.

cette déviation comme due à une large déformation du noyau, ou une extension importante de la distribution de matière. Les travaux de E. Arnold et collaborateurs sur la mesure du spin nucléaire et du moment magnétique du ^{11}Li [4] permirent d'exclure l'hypothèse de la déformation. Plus tard, P.J. Hansen et B. Jonson proposèrent une interprétation originale des données de I. Tanihata en introduisant la notion de halo [5] : le caractère Borroméen du ^{11}Li [6] lui permet d'être lié sous forme d'un système à trois corps composé de deux neutrons couplés à un coeur de ^9Li , alors qu'aucun des sous systèmes à deux corps ^{10}Li et ^2n n'est lié. En résolvant les équations de Fadeev [7] pour des systèmes à trois corps pour lesquels chaque sous système à deux corps se trouve dans un état virtuel infiniment proche du seuil, V.M. Efimov prédit l'apparition d'états liés : c'est l'effet Efimov [8]. Du fait de la faible énergie de liaison des deux derniers neutrons et de la courte portée de l'interaction nucléaire, la surface du noyau se retrouve "neutronisée" de sorte que le coeur de ^9Li apparaît comme étant entouré d'un halo de matière neutronique de faible densité s'étendant bien au delà du coeur. Dans une vision classique du halo, les nucléons le composant passent 50% de leur temps en dehors des limites classiques du noyau (définies par la loi en $A^{1/3}$).

1.1.2 Importance de la masse

La masse du ^{11}Li détermine fortement l'extension du halo de neutron. En modélisant le halo de neutrons par un dineutron possédant une énergie de liaison nulle, P.G. Hansen et B. Jonson [5] donnent l'expression approchée de la fonction d'onde asymptotique dans le cas d'un potentiel carré de rayon R :

$$\psi(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\kappa}} \frac{\exp(-r/\kappa)}{r} \frac{\exp(R/\kappa)}{\sqrt{1 + R/\kappa}} \quad (1.2)$$

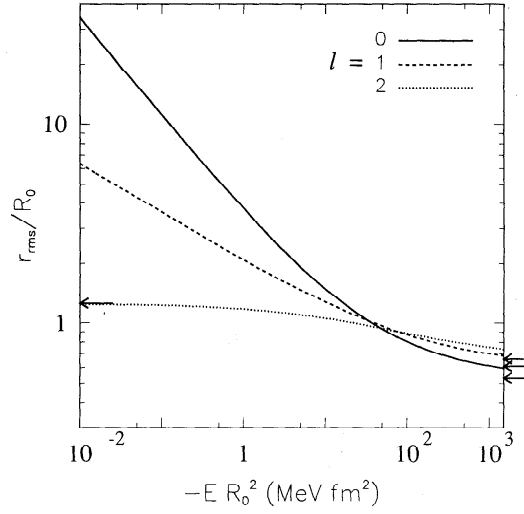


FIG. 1.4 – Rayon moyen en fonction de l'énergie de liaison d'un neutron dans un potentiel carré de rayon R_0 pour différents moments angulaires : $l=0$ (trait plein), $l=1$ (tirets) et $l=2$ (pointillés), adapté de la référence [9].

avec la longueur de décroissance de la fonction d'onde définie par :

$$\kappa = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu S_{2n}}} \quad (1.3)$$

où μ est la masse réduite du système ${}^9\text{Li}+{}^2\text{n}$ et S_{2n} son énergie de liaison. Ce modèle simple permet déjà de comprendre l'influence de l'énergie de séparation des neutrons sur la dépendance radiale de la fonction d'onde aux grandes distances, et notamment à la surface du noyau comme illustré sur la figure 1.4. Ces éléments seront discutés plus amplement dans le chapitre 3.

1.2 Distributions en moment

1.2.1 Une seconde preuve de l'existence du halo de neutrons

Outre la mesure du rayon d'interaction du noyau de ${}^{11}\text{Li}$, d'autres expériences mirent en évidence la forte extension spatiale de la fonction d'onde des deux derniers neutrons. Peu après les mesures de I. Tanihata, T. Kobayashi et ses collaborateurs procédèrent à l'étude de la distribution en moment des noyaux de ${}^9\text{Li}$ produits lors de la réaction de cassure nucléaire du ${}^{11}\text{Li}$ [10]. La distribution observée, présentée sur la figure 1.5, est à comparer avec celle obtenue pour la réaction de cassure nucléaire avec un noyau stable. Le spectre observé présente deux composantes distinctes. La première possède une largeur $\sigma=95(12)$ MeV/ c comparable à celle obtenue lors de la fragmentation des noyaux stables comme le ${}^{12}\text{C}$. La seconde a une largeur nettement plus faible : $\sigma=23(5)$ MeV/ c . Le modèle de Goldhaber [11] permet d'exprimer la largeur des distributions en moment à l'aide d'un

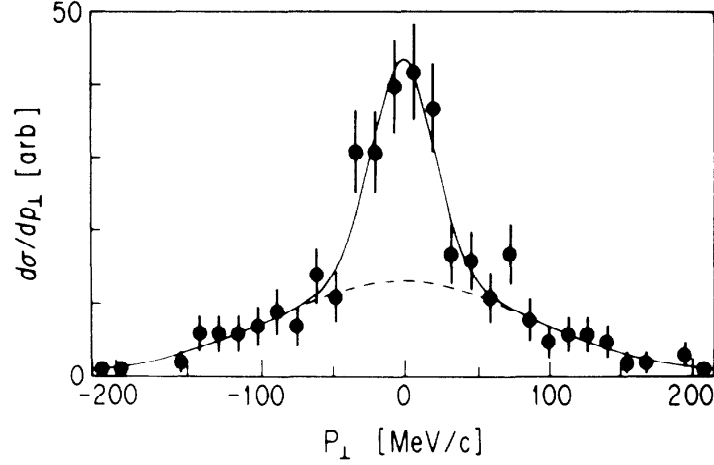


FIG. 1.5 – *Distribution en moment transverse des noyaux de ^9Li émis lors de la réaction de cassure nucléaire du ^{11}Li mesurée par T. Kobayashi [10]. Le spectre présente deux composantes assimilées à des gaussiennes : une composante large (tirets) et une étroite (ligne continue).*

seul paramètre, ceci afin de s'affranchir du nombre de constituants des noyaux mis en jeu :

$$\sigma = \sigma_0 \frac{F(B - F)}{B - 1} \quad (1.4)$$

où F et B sont les nombres de nucléons des noyaux cibles et projectiles respectivement. Les largeurs réduites pour les deux composantes sont : $\sigma_0 = 71(9)$ MeV/ c et $\sigma_0 = 17(4)$ MeV/ c . Ces largeurs réduites sont proportionnelles à l'énergie de séparation des nucléons enlevés. La composante large donne une énergie de séparation de 6.0(1.5) MeV, similaire à l'énergie de séparation moyenne de deux neutrons du coeur. La composante étroite donne une énergie de séparation de 0.34(16) MeV, et correspond donc à la composante du halo. En outre, le principe d'incertitude de Heisenberg permet de relier la largeur de la distribution en moment des fragments à l'extension spatiale de nucléons enlevés, c'est à dire que la composante étroite observée dans la distribution est une preuve directe de l'existence du halo de neutrons dans le ^{11}Li .

1.2.2 Vers une évaluation de la structure du halo

La chaîne isotonique $N=7$

Dès 1959, D.H. Wilkinson et D.E. Alburger étudièrent la décroissance β du ^{11}Be [12]. Les probabilités de transition extraites à l'aide des rayons gamma observés en coïncidence avec les électrons β semblaient ne pas pouvoir affirmer la parité négative de l'état fondamental du ^{11}Be . L'inversion de parité fut confirmée plus tard par F. Ajzenberg-Selove et T. Lauritzen [13]. Ces observations conduisirent donc à réviser la vision classique donnée par le modèle en couche simple : comme illustré sur la figure 1.6, le neutron additionnel est supposé se trouver dans l'orbitale $1p_{1/2}$, c'est à dire que l'état fondamental du ^{11}Be devrait

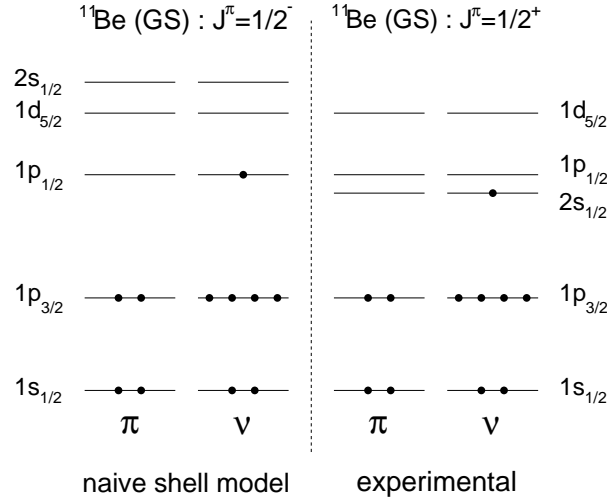


FIG. 1.6 – Structure de l'état fondamental du ^{11}Be prédite par le modèle en couche classique (à gauche). L'expérience montre une configuration différente (à droite) due à la présence de l'état s intrus.

avoir une parité négative. Ce neutron se trouve en réalité dans l'orbitale $2s_{1/2}$, du fait de l'inversion de l'ordre des couches dans les noyaux légers de la couche p . Cette inversion fut ensuite étendue au noyau de ^{10}Li grâce aux travaux de F.C. Barker et G.T. Hickey : se basant sur des calculs de modèle en couche et sur les énergies des niveaux observés dans le ^{10}Li (travaux de K.H. Wilcox et collaborateurs [14]), ils conclurent que, comme pour le ^{11}Be , l'état fondamental du ^{10}Li possède une parité anormale [15]. M. Thoennessen et ses collaborateurs, en étudiant la décroissance des états du ^{10}Li peuplés par fragmentation, ont observé un état virtuel s [16], c'est à dire un état non lié extrêmement proche du seuil d'émission neutron. De même l'équipe de H.B. Jeppesen a mis en évidence la présence de l'état virtuel s au travers de la réaction de stripping d'un neutron $^9\text{Li}(d,p)^{10}\text{Li}$ [17]. Les résultats de la thèse de S. Pita (étude du ^{10}Li au travers de la réaction de transfert d'un proton $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$) confirment également ce résultat [18] et donc l'inversion de parité dans les isotones $N=7$. Il est également probable que cette inversion se poursuive jusqu'au noyau de ^9He [19] (figure 1.7).

Structure de l'état fondamental du ^{11}Li

Il est ainsi raisonnable de penser que l'orbitale neutron $2s_{1/2}$ se trouve également très proche en énergie de l'orbitale neutron $1p_{1/2}$ pour le noyau de ^{11}Li , comme argumenté dans la référence [15]. En admettant la présence d'un état virtuel s dans le système $^9\text{Li}+n$, I.J. Thompson et M.V. Zhukov ont montré que la résolution des équations de Faddeev conduit naturellement à un mélange de configuration pour l'état fondamental du ^{11}Li , où la paire de neutrons du halo se trouve avec une probabilité égale dans l'orbitale $1p_{1/2}$ et l'orbitale $2s_{1/2}$ [21]. Plusieurs expériences ont permis de mettre en évidence, voire de quantifier ce

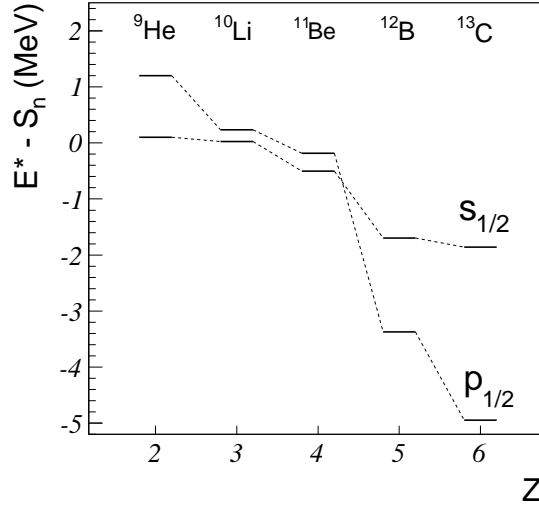


FIG. 1.7 – *Systématique pour les isotones $N = 7$ les plus légers. Différence entre l'énergie du plus bas état avec le neutron dans l'orbitale $s_{1/2}$ ou dans l'orbitale $p_{1/2}$ et l'énergie de séparation de ce neutron. Les données proviennent de la référence [20].*

mélange de configuration. En étudiant les réactions de stripping du ^{11}Li et du ^{11}Be vers le ^{10}Li , M. Zinzer et ses collaborateurs ont pu déduire des distributions en moment des neutrons (reportées sur la figure 1.8) la présence du mélange $(2s_{1/2})^2 - (1p_{1/2})^2$ dans l'état fondamental du ^{11}Li [22] : ils ont observé un état s de longueur de diffusion $a_s = -20$ fm dans le ^{10}Li . Le calcul de la distribution en moment des neutrons dans la réaction de stripping du ^{11}Li montre que la largeur de la distribution ne peut être reproduite avec seulement un état s tel que $a_s = -20$ fm.

H. Simon et ses collaborateurs ont également étudié la réaction de knockout d'un neutron du ^{11}Li sur cible de carbone [23]. La distribution en moment transverse des fragments de ^{10}Li produits, reconstruite à partir de la distribution en moment des noyaux de ^9Li en coïncidence avec un neutron (figure 1.9) présente deux composantes attribuées aux distributions en moment produites à partir des composantes $(1p_{1/2})^2$ et $(2s_{1/2})^2$. L'ajustement de la distribution a permis de déduire que la composante $(2s_{1/2})^2$ contribue à 45(10)% dans la structure du halo du ^{11}Li .

1.3 Modes d'excitation exotiques

La présence d'un halo de neutrons dans le ^{11}Li peut également donner lieu à des modes d'excitation exotiques : K. Ikeda prédit l'existence d'un état résonant dans le ^{11}Li pour lequel les neutrons du halo oscilleraient en opposition de phase avec le coeur de ^9Li [24]. Cette résonance, appelée résonance dipolaire géante douce (soft GDR), a été observée par T. Kobayashi et ses collaborateurs à travers l'étude de la dissociation électromagnétique du ^{11}Li sur cible de plomb [25]. La section efficace totale ainsi que la section efficace de

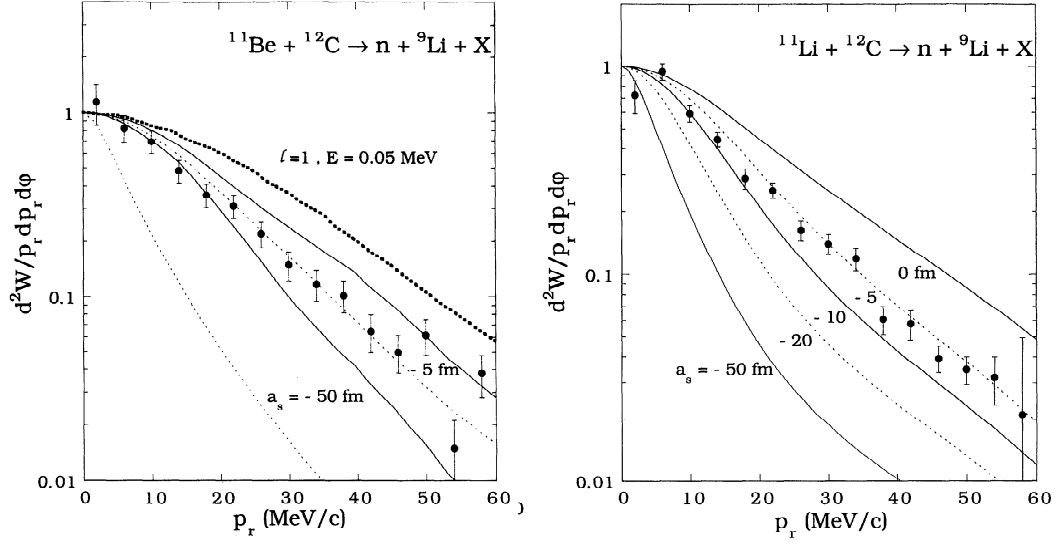


FIG. 1.8 – *Distribution en moment des neutrons en coïncidence avec des fragments de ^9Li dans les réactions de stripping du ^{11}Be (à gauche) et du ^{11}Li (à droite) mesurées par M. Zinzer [22].*

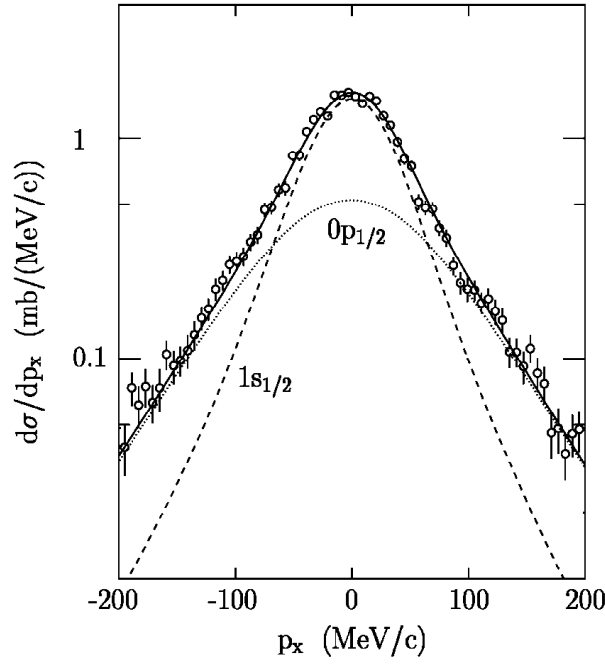


FIG. 1.9 – *Distribution en moment transverse des fragments de ^{10}Li produits lors de la réaction de knockout d'un neutron du ^{11}Li , d'après la référence [23]. L'ajustement du spectre (courbe noire) permet d'extraire les contributions des configurations $(1p_{1/2})^2$ (pointillés) et $(2s_{1/2})^2$ (tirets).*

retrait de deux neutrons pour le ^{11}Li peuvent être séparées en une composante nucléaire

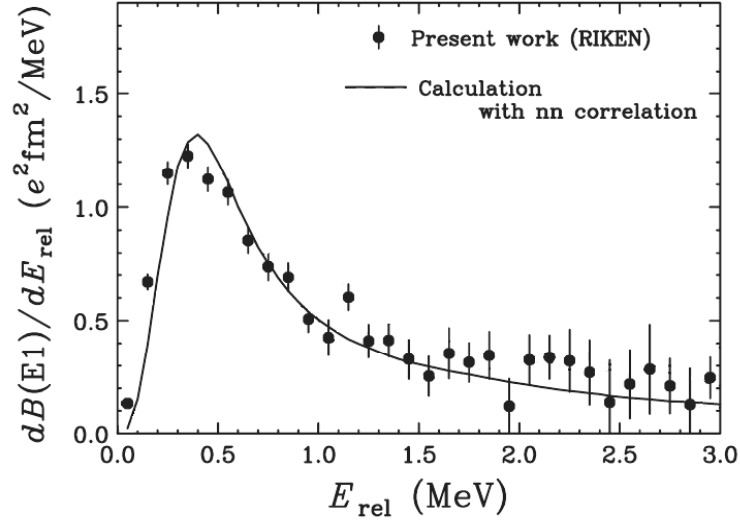


FIG. 1.10 – *Distribution du $B(E1)$ obtenue par cassure électromagnétique du ^{11}Li par T. Nakamura [27]. La courbe noire provient de calculs effectués avec un modèle à trois corps incluant de fortes corrélations entre les neutrons du halo.*

et électromagnétique. La composante électromagnétique extraite est beaucoup plus importante que celle observée avec des réactions induites par des noyaux stables comme le ^{12}C . Cette observation semble impliquer l'existence de la résonance prédite par K. Ikeda, et confirme donc la présence du halo.

La présence d'un mélange de configuration permet également l'existence de corrélations entre les neutrons du halo : la mesure du moment magnétique [4] et du moment quadrupolaire du ^{11}Li [26], toutes deux effectuées par E. Arnold semblent confirmer la vision du ^{11}Li comme un système à trois corps constitué d'un coeur de ^9Li en interaction avec un dineutron faiblement lié. De même, T. Nakamura et ses collaborateurs ont mesuré la force de la transition $E1$ obtenue dans la réaction de dissociation coulombienne du ^{11}Li [27]. Leur spectre présenté sur la figure 1.10 fut reproduit au mieux par les modèles à trois corps incluant de fortes corrélations entre les neutrons du halo.

L'existence de corrélations spatiales entre les neutrons du halo peut également être mise en évidence par la mesure des rayons de matière et de charge. Les rayons de charge du ^9Li (2.22(9) fm [28]) et du ^{11}Li (2.467(37) fm [29]) sont différents. Ceci montre que le centre de masse du système $^9\text{Li} + 2n$ autour duquel tourne le coeur de ^9Li n'est pas confondu avec le centre du coeur. C'est à dire que les positions relatives des neutrons du halo sont corrélées. Avec un modèle géométrique simple décrit sur la figure 1.11, en combinant les mesures du rayon de matière du ^{11}Li (3.42(11) fm [30]), de son rayon de charge et du rayon de charge du ^9Li , on peut déduire que l'angle d'ouverture moyen entre les deux neutrons du halo vaut environ 60° [31]. Ces corrélations peuvent également être mises en évidence en observant l'angle relatif entre les neutrons émis lors de la réaction de cassure coulombienne du ^{11}Li , permettant ainsi de construire la fonction de corrélation de ces neutrons [32].

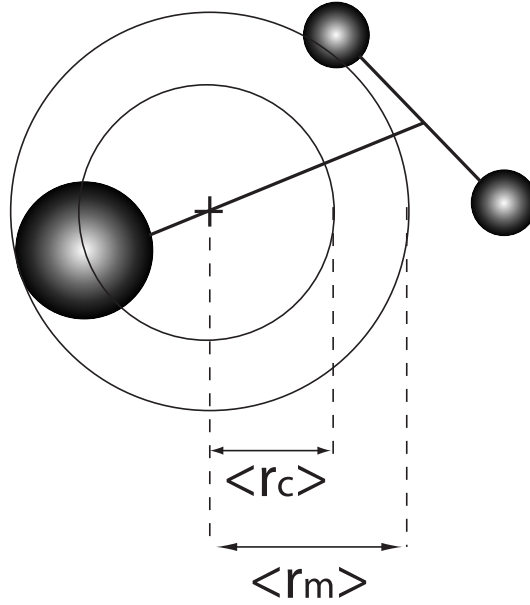


FIG. 1.11 – *Vision classique du noyau de ^{11}Li .*

1.4 Conditions requises à l'apparition d'un halo de deux neutrons

Comme nous l'avons vu, l'existence et les propriétés du halo de neutrons du ^{11}Li dépendent fortement de l'énergie de liaison de ces neutrons. La masse du ^{11}Li est donc un paramètre d'entrée crucial pour les modèles théoriques visant à décrire ce noyau. En outre, si la faible énergie des derniers nucléons est une des conditions nécessaires à la formation d'un halo, ce n'est cependant pas une condition suffisante. K. Riisager et ses collaborateurs ont montré que les nucléons du halo doivent se trouver dans une orbitale de faible moment angulaire [9]. D.V. Fedorov donne des conditions supplémentaires à remplir dans le cas d'un halo de deux neutrons [33] : les deux neutrons doivent se trouver dans un état possédant un nombre quantique hypersphérique $K = 0$ ou 1. Le nombre K est relié au moment cinétique des deux neutrons du halo (notés l_x et l_y) par :

$$K = l_x + l_y \quad (1.5)$$

La paire de neutrons doit donc se trouver soit dans une orbitale s ou bien à 50% dans une orbitale s et 50% dans une orbitale p . En outre, afin que le halo puisse exister dans l'état fondamental du noyau, Fedorov ajoute que le noyau doit être borroméen, c'est à dire que les forces à trois corps habituellement négligées dans la description des noyaux stables, jouent un rôle prédominant dans la structure du ^{11}Li .

1.5 Motivations de l'expérience

Afin de sonder la structure de l'état fondamental du ^{11}Li , il est également possible d'étudier la réaction de transfert des deux neutrons du halo, comme suggéré par I. Tanihata

[34]. En effet, l'amplitude de la distribution angulaire de la réaction de transfert de deux neutrons du ^{11}Li est sensible à la force des corrélations entre les neutrons du halo. Sa forme dépend quant à elle du moment angulaire transféré, c'est à dire de l'orbitale de laquelle la paire de neutrons transférée provient. En confrontant la distribution angulaire mesurée avec des calculs DWBA ou CRC, il devient alors possible de déterminer les différentes contributions des orbitales neutron $2s_{1/2}$ et $1p_{1/2}$ à la structure de l'état fondamental du ^{11}Li . De la même manière, la distribution angulaire pour la réaction de transfert d'un neutron du ^{11}Li permet de réaliser la spectroscopie du halo en analysant la probabilité de peupler chaque niveau du noyau de ^{10}Li . Enfin, comme nous le verrons par la suite, l'analyse de ces distributions angulaires nécessite de connaître le potentiel optique de la voie d'entrée. Il nous faut donc également mesurer la distribution angulaire de la réaction de diffusion élastique sur cible de protons. Enfin, il est intéressant d'étudier l'évolution des positions relatives des orbitales neutron $2s_{1/2}$ et $1p_{1/2}$ en fonction du nombre de neutrons dans la chaîne isotopique des lithiums : l'orbitale $2s_{1/2}$ est située sous l'orbitale $1p_{1/2}$ dans le noyau de ^{10}Li , puis remonte en énergie jusqu'à être pratiquement dégénérée avec l'orbitale $1p_{1/2}$ dans le ^{11}Li . On peut donc supposer que cette orbitale remonte encore en énergie dans le noyau non lié de ^{12}Li . Afin de vérifier cette hypothèse, on peut réaliser la spectroscopie des états du ^{12}Li soit directement par l'intermédiaire d'une réaction (d,p), soit via ses états isobariques analogues dans le ^{12}Be par réaction de diffusion élastique résonante sur cible de protons. Nous avons choisi cette dernière solution afin de ne pas changer la nature de la cible. Pour ce faire, il nous faut reconstruire la fonction d'excitation de la réaction de diffusion élastique pour différents angles centre de masse.

Le travail de cette thèse a donc consisté à mesurer les distributions angulaires des réactions induites par du ^{11}Li sur cible de protons à basse énergie, ainsi que la fonction d'excitation de la réaction de diffusion élastique. Le noyau de ^{11}Li ayant une demi vie de 8.59 ms [20] il est nécessaire de réaliser l'expérience en cinématique inverse. En outre, comme on peut le voir sur les cinématiques angle du fragment lourd-angle du léger de ces réactions (figure 1.12), il est nécessaire de disposer d'une couverture angulaire importante. L'étude de la dépendance en énergie de la réaction de diffusion élastique requiert quant à elle l'utilisation d'une cible épaisse.

Les faisceaux radioactifs ont de manière générale une intensité plus faible que les faisceaux stables par plusieurs ordres de grandeur. Or, les sections efficaces de transfert sont généralement relativement faibles, de l'ordre du mb/sr pour un transfert de deux neutrons du ^{11}Li . Afin d'accumuler une statistique suffisante, sans pour autant augmenter le temps de faisceau, deux solutions sont envisageables. On peut augmenter l'efficacité du système de détection ou augmenter l'épaisseur de la cible. Ce dernier cas peut poser problème car si l'épaisseur de la cible est trop importante, les fragments de basse énergie sont stoppés dans la cible, et la résolution en énergie des fragments de la réaction est fortement dégradée. Les cibles actives, qui sont des détecteurs gazeux pour lesquels les atomes du gaz de détection sont utilisés comme cible, intègrent ces deux solutions : l'angle solide de détection théorique de tels détecteurs atteint 4π sr, et l'épaisseur de cible est augmentée tout en permettant l'identification et la reconstruction des paramètres cinématiques des fragments s'arrêtant à l'intérieur de la cible. Le chapitre suivant est consacré à la description du dispositif expérimental et de la cible active MAYA utilisée dans cette expérience.

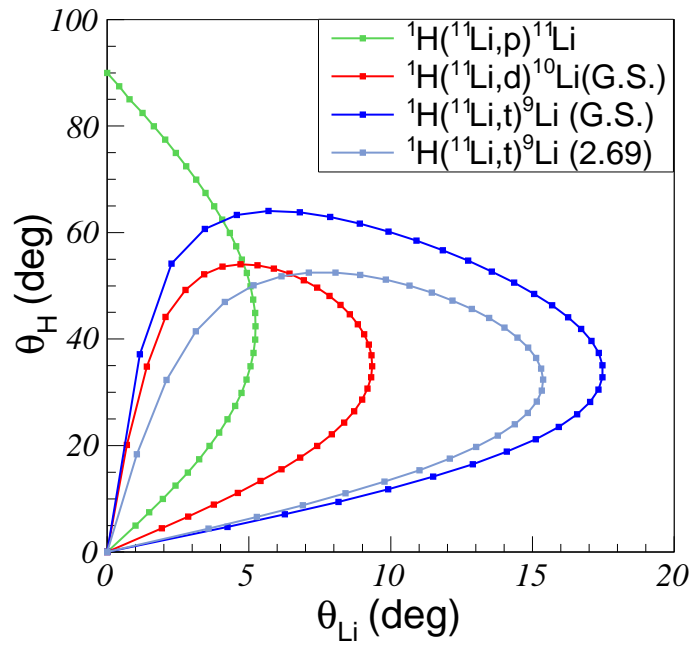


FIG. 1.12 – Cinématique angle-angle des réaction de diffusion élastique et de transfert d'un et deux neutrons du ^{11}Li sur proton à $4.3A$ MeV. Les points sont placés tous les 5° c.m. Le terme G.S. (Ground State) désigne l'état fondamental d'un noyau.

Chapitre 2

Dispositif expérimental et simulations

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, l'utilisation d'une cible active pour l'étude des réactions induites par des faisceaux radioactifs de faible intensité en cinématique inverse permet de disposer d'une cible épaisse tout en garantissant une bonne résolution. L'étude des réactions de transfert de neutrons et de diffusion élastique résonnante du ^{11}Li sur cible de protons a été effectuée à l'aide de la cible active MAYA [35], développée au GANIL. Ce chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental, et du système de détection. En particulier, nous nous intéresserons au détecteur MAYA, ainsi qu'aux techniques de reconstruction associées à ce type de détecteur.

2.1 Production du faisceau : l'installation ISAC2

L'étude des réactions de transfert d'un et de deux neutrons du halo du ^{11}Li en cinématique inverse s'est faite au laboratoire TRIUMF (Vancouver, Canada). Les noyaux de ^{11}Li sont produits par la méthode ISOL (Isotopic Separation On-Line). Un faisceau primaire de protons de 500 MeV, à une intensité moyenne de $50\text{ }\mu\text{A}$, provenant du cyclotron principal de TRIUMF, est envoyé sur une cible épaisse de tantale. Plusieurs types d'atomes radioactifs sont produits par des réactions de spallation. L'élévation de température de la cible jusqu'à environ $2000\text{ }^\circ\text{C}$ permet de faire migrer les atomes produits vers la surface de la cible. Ils sont alors captés et portés à l'état de charge 1^+ par un tube chaud en tantale porté également à $2000\text{ }^\circ\text{C}$, avec une efficacité d'environ 10% pour le ^{11}Li . La tension d'extraction du tube est ajustée de sorte que l'énergie des ions atteigne 2 keV/nucléon (source à ionisation de surface). Un séparateur magnétique, composé de deux étages de séparation, pour une résolution totale $M/Q \cong 5000$, permet de sélectionner les noyaux de ^{11}Li . Un module RFQ (Radio Frequency Quadrupole) permet de les accélérer jusque 150 keV/nucléon . Les ions sont ensuite portés à l'état de charge 3^+ par passage dans un éplucheur (fine feuille de carbone). Ils sont ensuite post-accélérés par un accélérateur linéaire (LINAC). L'utilisation de cavités supraconductrices permet d'envoyer sur l'aire expérimentale un faisceau de ^{11}Li d'énergie comprise entre 3.6 A et 5 A MeV. La figure 2.1 présente une vue de l'installation ISAC1-2. Le hall ISAC2 est représenté tel qu'il sera lorsque les lignes EMMA, TIGRESS et HERACLES seront terminées. Lorsque l'expérience a eu lieu, seule la ligne à 0° existait. Nous avons utilisé le faisceau de ^{11}Li à 5 A MeV.

L'intensité maximum pendant l'expérience approchait 5000 pps et était en moyenne de 2000 pps.

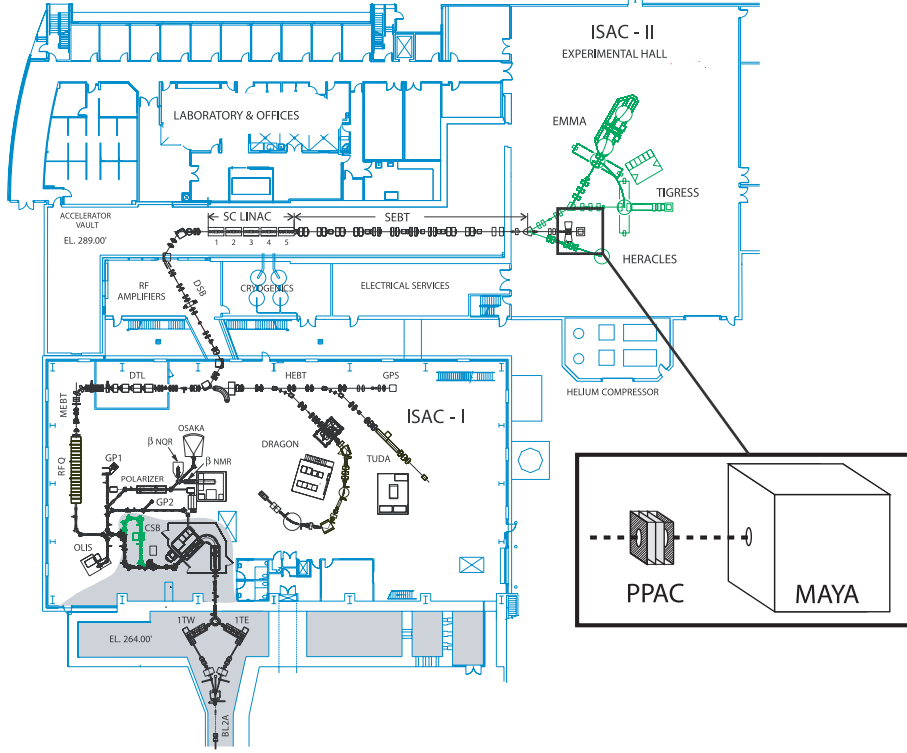


FIG. 2.1 – Plan de l'installation ISAC et ISAC2. La cible active MAYA était placée en aval d'une chambre à avalanche à plaques parallèles. L'électronique de détection ainsi que le système d'acquisition étaient situés à proximité immédiate des détecteurs, dans le hall expérimental lui-même.

2.2 Description de la cible active MAYA

MAYA est une cible active développée au GANIL dans le cadre du programme de physique associé au projet SPIRAL1. Le principe de la cible active repose sur le fait que le gaz composant le volume actif du détecteur sert de gaz de détection ainsi que de cible. La géométrie de MAYA se compose de trois sous ensembles : le volume actif de $20 \times 28 \times 28 \text{ cm}^3$ constituant la cible gazeuse, le système de collection des charges produites, et les détecteurs solides placés au fond de la cible active. La cible active MAYA peut être remplie avec plusieurs types de gaz, tels que l'isobutane, le dihydrogène ($^1\text{H}_2$ ou $^2\text{H}_2$), ou encore l'hélium, à des pressions entre 20 et 3000 mbar, suivant le type d'étude que l'on veut mener. Dans l'expérience qui constitue la base de ce travail, le gaz composant la cible active était de l'isobutane. Les mesures des distributions angulaires de transfert et de diffusion élastique ont été réalisées à une pression de 150 mbar, celles pour la fonction d'excitation de la réaction de diffusion élastique à 664 mbar. Comme représenté sur la figure 2.2, les

ions du faisceau incident entrent dans le détecteur par une fenêtre circulaire de 1 cm de diamètre, et perdent de l'énergie en ionisant le gaz présent dans le détecteur, tout comme les fragments produits lors des réactions entre les ions incidents et les atomes du gaz. Les électrons créés le long des trajectoires des particules chargées dérivent vers le système de collection de charges sous l'effet d'un champ électrique. L'étage de collection est séparé du volume actif par une grille de Frisch, composée de fils orientés perpendiculairement à l'axe du faisceau. Situé 15 mm sous la grille de Frisch, un plan de fils d'anode avec un pas de 2.5 mm (soit en moyenne deux fils par pads, afin de limiter la digitalisation) permet d'amplifier par effet avalanche les électrons d'ionisation. Les charges miroir induites sont enregistrées sur une cathode segmentée en nid d'abeille, composée de 32 lignes de 32 pads hexagonaux de 5 cm de côté (figure 2.3). La lecture des charges collectées est effectuée par des puces GASSIPLEX (GAS Silicium multiPLEXing chip) [36] connectées à un séquenceur/codeur C-RAMS (Caen Readout for Analogic Multiplexed Signals). Chaque GASSIPLEX permet d'effectuer l'amplification (le gain est de 3.6 mV/fC), la mise en forme et le multiplexage de 16 voies. Outre le seuil de lecture des GASSIPLEX situé à 200 mV environ, il est possible de programmer un seuil général afin d'éviter la lecture des pads pour lesquels l'induction n'est pas significative. Ceci permet, en réduisant le nombre de pads traités à environ 100, de réduire le temps mort de l'acquisition à moins de 1% pour des taux de déclenchement inférieurs à 100 Hz. Comme nous le verrons plus loin, la figure enregistrée sur le plan cathodique permet de reconstruire la projection bidimensionnelle des trajectoires des particules chargées. L'information sur la troisième dimension, c'est à dire l'angle du plan de réaction par rapport au plan de pads (fig.2.4), est extraite des temps de dérive des électrons jusqu'au plan de fils de l'anode. Les particules produites qui ne s'arrêtent pas dans le volume actif peuvent être détectées par l'une des 20 jonctions silicium de 5 cm de côté et 700 μm d'épaisseur, placées devant 20 cristaux d'iodure de césium de 5 cm de côté et 1 cm d'épaisseur, composant le mur du fond de la cible active. L'identification des particules atteignant ce mur de télescopes est effectuée grâce aux corrélations entre perte d'énergie dans un détecteur silicium et énergie résiduelle mesurée dans un cristal de CsI pour les particules les plus énergétiques. Pour les ions s'arrêtant dans le détecteur silicium, le signal récolté sur les 5 dernières rangées de pads est utilisé pour mesurer la perte d'énergie. Cet étage supplémentaire de détection offre l'avantage d'être très mince et permet donc l'identification de particules très peu énergétiques.

2.3 Système de détection

2.3.1 La chambre à avalanche à plaques parallèles

Il est nécessaire de disposer d'un détecteur placé en amont de la cible active capable de compter le nombre de particules incidentes et de fournir une référence pour les temps de dérive des électrons jusqu'au plan anodique. Le détecteur utilisé doit donc être rapide et posséder une efficacité proche de 100%. En outre, comme nous travaillons à basse énergie, son épaisseur doit être suffisamment faible pour ne pas introduire une trop grande dispersion en énergie et en angle. Dans notre cas, nous avons choisi d'utiliser une chambre à avalanche à plaques parallèles (PPAC). Les PPAC sont des détecteurs gazeux basse

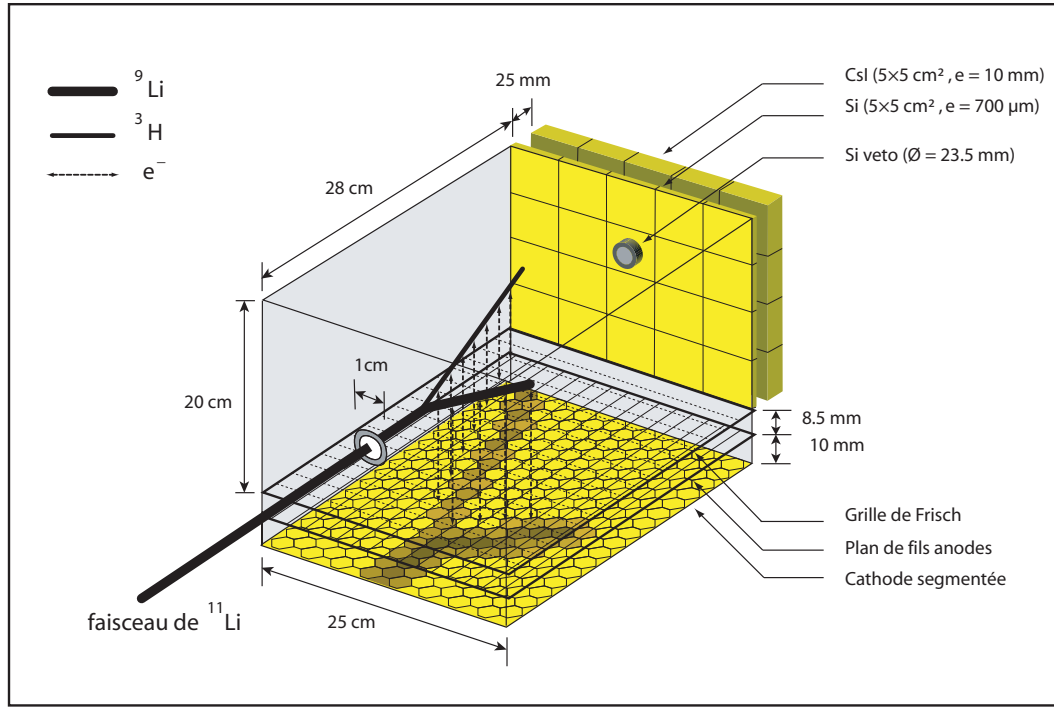


FIG. 2.2 – La cible active MAYA. On représente ici l'exemple d'une réaction de transfert de deux neutrons du ^{11}Li .

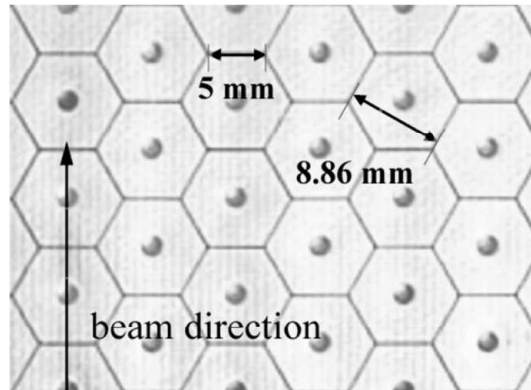


FIG. 2.3 – Photo des pads hexagonaux composant la cathode de MAYA.

pression. Le schéma de la figure 2.5 présente une vue éclatée du détecteur utilisé. Les fenêtres d'entrée et de sortie, de 6 mm de diamètre sont en Mylar de $6\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur, afin de supporter une pression interne de 10 Torr d'isobutane. La cathode, reliée à la masse, est composée d'une feuille de Mylar de $6\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur sur laquelle une couche mince d'or a été déposée par évaporation. L'anode, identique à la cathode et située à 3 mm de celle-ci, est portée à un potentiel de 1 kV. Le champ réduit E/P dans la zone active du détecteur est donc suffisant pour créer une avalanche et ainsi récupérer un signal observable sur l'anode. Le diamètre des fenêtres de la PPAC est largement supérieur à l'émittance du faisceau (environ 0.5 cm) et assure par conséquent une transmission de 100% dans le détecteur. En

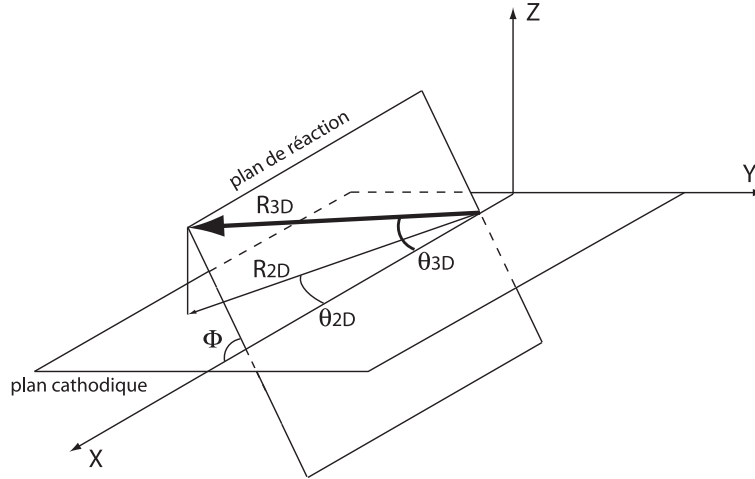


FIG. 2.4 – *Repère utilisé pour la reconstruction des trajectoires et des parcours dans MAYA.*

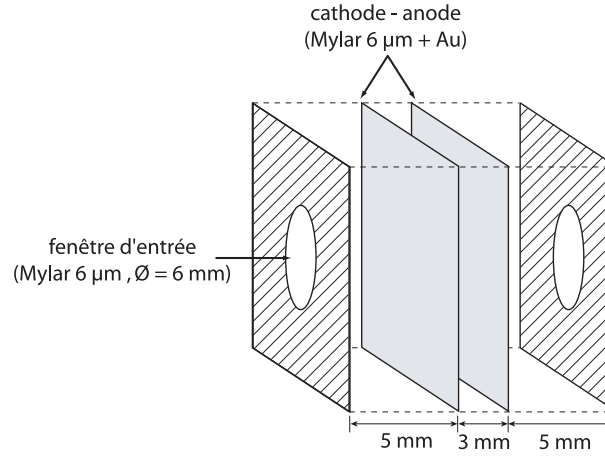


FIG. 2.5 – *Vue éclatée de la PPAC utilisée pour compter les particules incidentes. La PPAC était située 50 cm en amont de la fenêtre d'entrée de MAYA.*

outre, l'espacement entre la cathode et l'anode étant relativement faible, le temps mort de la PPAC est suffisamment faible par rapport à l'intensité faisceau, et la perte d'énergie des ions incidents dans le volume actif suffisamment élevée (environ 30 keV) pour assurer un fonctionnement du détecteur avec une efficacité de 100%, jusqu'à des intensités d'environ 10^5 particules par seconde.

2.3.2 Déclenchement de l'acquisition

Avec environ $2 \cdot 10^3$ particules incidentes par seconde, il est impossible d'enregistrer tous les événements sans une sélection des événements d'intérêt. Ceci est fait à l'aide d'une logique de déclenchement. On retiendra principalement deux modes de déclenchement utilisés dans l'analyse des données. Le premier mode permet d'enregistrer les événements "faisceau", c'est à dire des événements ne donnant pas forcément lieu à une réaction, ceci

TAB. 2.1 – *Abréviations utilisées dans le schéma d'électronique.*

Abréviation	Signification
PA	Préamplificateur
Spec Amp	Amplificateur spectroscopique
AFR	Amplificateur rapide
CA	Amplificateur de charge
CFD	Discriminateur à fraction constante
LTD	Discriminateur à seuil
%	Module de division
T&H	Track and hold : module de recherche de maximum
OR	Porte logique "OU"
AND	Porte logique "ET"
ADC	Convertiseur analogique/numérique pour amplitude
TDC	Convertiseur analogique/numérique pour temps
GMT	Ganil Master Trigger : module de déclenchement

afin de pouvoir déterminer le profil de charge caractéristique du faisceau dans MAYA. Pour ce type d'évènement, seul un déclenchement de la PPAC est requis. Afin de déclencher l'acquisition à un taux raisonnable (moins de 100 déclenchements par seconde afin de pouvoir négliger le temps mort de l'acquisition), nous avons choisi de n'enregistrer qu'un seul de ces évènements tous les 900 (déclenchement PPAC%). Le second mode permet de déclencher l'acquisition lorsqu'une réaction s'est produite, avec une particule pouvant être identifiée dans le mur de silicium. Pour ceci, un déclenchement de la PPAC en coïncidence avec l'un des détecteurs silicium est nécessaire. Le schéma de la figure 2.6 illustre cette logique de déclenchement, ainsi que le schéma de l'électronique de MAYA et des détecteurs. Les abréviations utilisées sont présentées dans le tableau 2.1.

2.3.3 Electronique interne

Le nombre de voies d'électronique est d'environ 1300. Une lecture de la totalité de ces voies pour chaque évènement entraînerait une augmentation du temps mort de l'acquisition. L'électronique de lecture est donc adaptée de manière à éviter au maximum la lecture de paramètres associés aux pads qui n'ont pas été touchés. Pour ce faire, les GASSIPLEX ne sont lus que si le fil situé à la verticale de la rangée de pads qu'il contrôle ou l'un de ses deux voisins reçoit un signal supérieur au niveau de bruit. Ce seuil était fixé à 50 mV après amplification du signal des fils (soit au plus près du bruit pour augmenter au maximum la dynamique). L'électronique associée à ce système est représentée par le module "hold wire" sur le schéma 2.6. En outre, seuls les pads ayant collecté une charge supérieure au niveau moyen de bruit plus 10 canaux (soit environ une coupure à 2σ) sont traités. Finalement, seuls environ 200 paramètres sont traités à chaque évènement.

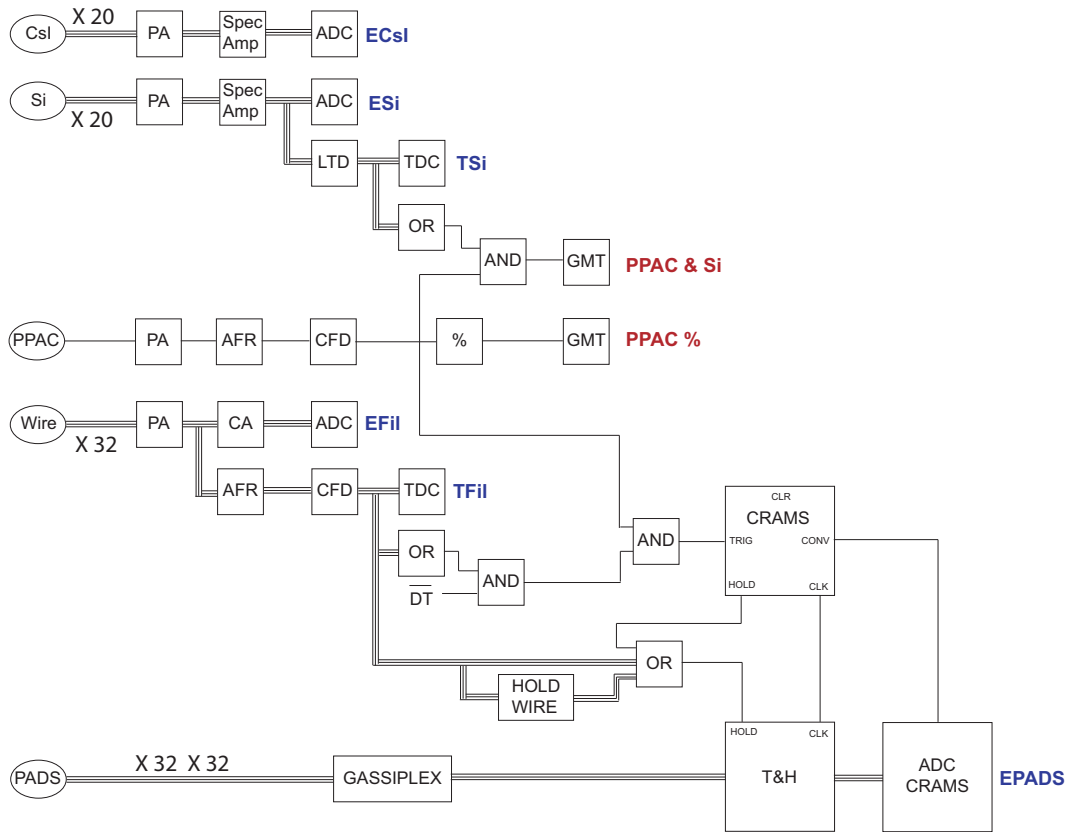


FIG. 2.6 – Schéma de l'électronique de détection. Les signaux marqués en rouge sont ceux qui servent à déclencher l'acquisition. Ceux marqués en bleu sont les paramètres enregistrés par l'acquisition.

2.3.4 Calibration de l'électronique

Calibration des charges collectées dans MAYA

Les charges enregistrées sur le plan cathodique servent à reconstruire les trajectoires des particules chargées. Une calibration relative des charges collectées est suffisante. Afin de calibrer les pads et leur électronique, il faut générer des événements où chaque pad du plan cathodique voit la même charge. Un générateur d'impulsions permet d'injecter un signal identique sur chaque fils anode, afin d'induire un signal sur chaque pad. L'opération est répétée pour différentes amplitudes d'impulsion. Il s'agit ensuite de trouver la relation (linéaire dans notre cas) permettant de relier les charges enregistrées à des valeurs fixées pour chaque pad. La figure 2.7 illustre l'opération effectuée sur un des pads. La résolution intrinsèque des pads est de 0.5% environ.

Calibration des télescopes Si-CsI

La calibration des détecteurs silicium a été effectuée à l'aide d'une source de ^{241}Am . Cette source émet principalement des particules alpha de 5.48 MeV. Le second point utilisé

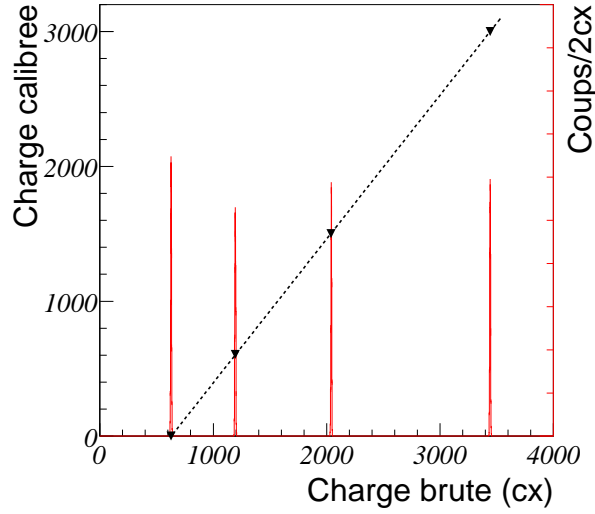


FIG. 2.7 – Illustration de la procédure de calibration d'un des pads de la cathode. L'histogramme rouge représente le spectre observé, et comprend 4 pics correspondant aux 4 amplitudes de générateur d'impulsion utilisée (atténuation $\times 1$, $\times 2$, $\times 5$ et $\times \infty$). La droite en trait plein est la droite de calibration dont les coefficients permettent de convertir la charge brute collectée en charge calibrée.

pour trouver la relation linéaire reliant le signal enregistré par le codeur à l'énergie déposée dans les détecteurs est le piédestal de l'électronique (correspondant à un dépôt d'énergie nul). La résolution atteinte après calibration est d'environ 40 keV à 5 MeV. Pour l'étude des fonctions d'excitation, nous avons ajoutés quelques points à la droite de calibration en envoyant le faisceau direct dans le détecteur silicium central, et ceci à plusieurs pressions.

Nous n'avons pas calibré les détecteurs CsI. En effet, cette opération est un peu délicate à réaliser : la correspondance entre l'énergie déposée dans ce type de détecteur, et le signal produit en sortie du photomultiplicateur dépend de la charge nucléaire du noyau. En outre, les particules atteignent ces détecteurs avec relativement peu d'énergie. Or, à basse énergie, la relation reliant le dépôt d'énergie à l'amplitude du signal de sortie du détecteur n'est pas linéaire, le rendement de lumière n'étant pas constant avec l'énergie. On se contentera donc d'utiliser les détecteurs CsI pour identifier les particules, l'énergie totale étant reconstruite à partir de la perte d'énergie dans les détecteurs silicium.

2.4 Programme de simulation

La distribution enregistrée sur la cathode est le résultat de la convolution de la distribution de charge créée par une source ponctuelle et de la géométrie hexagonale des pads, le long des trajectoires des particules chargées, modulé par leur perte d'énergie et digitalisé par les fils. La formule de Bethe n'étant pas adaptée aux très basses énergies (proches du pic de Bragg), il n'existe pas de formule analytique exacte capable de rendre

compte de cette distribution. Il est donc nécessaire de posséder une simulation la plus réaliste possible afin de développer les algorithmes de reconstruction de trajectoire. De la même manière, il n'est pas possible de déterminer l'efficacité géométrique du dispositif expérimental sans faire appel à une simulation Monte-Carlo. En effet, les cinématiques de réaction, tout comme l'angle solide couvert par les détecteurs silicium, dépendent de la position de la réaction dans la chambre. Nous avons donc développé un programme de simulation reproduisant les distributions de charge observées. Comme démontré dans [37], un calcul électrostatique exact permet d'exprimer la charge induite par une source ponctuelle par une sécante hyperbolique dont le développement limité est :

$$\sigma(x, y) = \frac{-Q}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (2n+1)L}{[(2n+1)^2 L^2 + x^2 + y^2]^{3/2}} \quad (2.1)$$

où Q est la charge totale, L la distance entre les plans anodique et cathodique, et x, y la position sur le plan cathodique. Une distribution de charge typique obtenue avec cette formule en prenant $n = 5$ est présentée sur la figure 2.8. Afin de simplifier l'opération de convolution, nous choisissons de prendre une géométrie rectangulaire pour les pads. La perte d'information due à cette simplification est négligeable. La perte d'énergie des particules chargées traversant le gaz peut quant à elle être estimée à l'aide du programme SRIM [38]. Le programme de simulation est donc conçu de la manière suivante : un calcul de cinématique permet tout d'abord de fixer l'énergie et l'angle des particules mises en jeu dans la réaction simulée. La propagation des particules dans le gaz est effectuée grâce aux tables de perte d'énergie issues du programme SRIM. Chaque millimètre, la position, l'énergie et l'énergie déposée dans le détecteur par chaque particule sont stockées en mémoire. Finalement, on procède à l'intégration millimètre par millimètre des fonctions sécantes hyperboliques modulées par les pertes d'énergie de chaque particule sur les pads. Le schéma bloc du programme est présenté sur la figure 2.9

2.5 Méthodes de reconstruction

Cette partie s'attache à la détermination des observables cinématiques des particules émises lors d'une réaction. Il s'agit, dans le cadre d'une cible active, de reconstruire la trajectoire des particules et d'en déduire leur angle, ainsi que leur parcours dans le gaz dans le cas où elles s'arrêteraient dans le détecteur.

2.5.1 Reconstruction des angles projetés

La première étape de la reconstruction des paramètres cinématiques consiste à déterminer les angles des particules projetés sur le plan de pads (cathode). Nous utilisons deux méthodes : l'une basée sur l'utilisation d'une sécante hyperbolique et l'autre sur un ajustement global des distributions de charges.

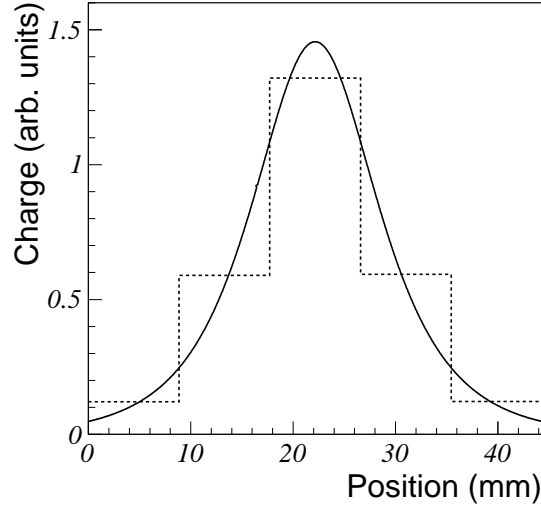


FIG. 2.8 – Exemple de distribution de charge générée à partir de la formule de I. Endo, pour $n=5$ (ligne continue), et distribution intégrée sur des pads de 8.86 mm de côté (ligne pointillée)

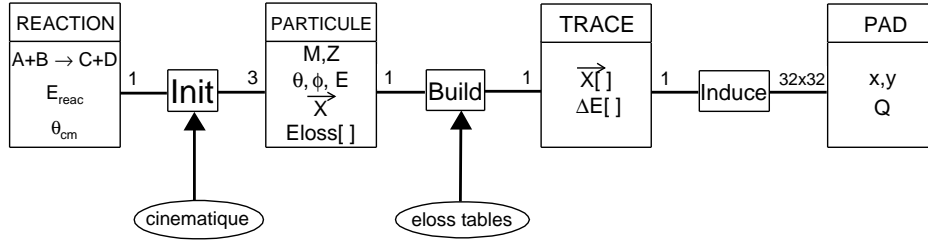


FIG. 2.9 – Schéma bloc du programme de simulation utilisé pour développer les algorithmes de reconstruction et estimer les efficacités géométriques.

Méthode de la sécante hyperbolique

D'après [39] et [40], la position du centroïde d'une distribution de charge créée par une source ponctuelle intégrée sur des pads de largeur w est donnée par :

$$\Delta_R = \frac{w}{2} \frac{\ln\left(\frac{1+a_1}{1-a_1}\right)}{\ln(a_2 + \sqrt{a_2^2 - 1})} \quad (2.2)$$

avec

$$a_1 = \frac{\sqrt{\frac{Q_0}{Q_+}} - \sqrt{\frac{Q_0}{Q_-}}}{2 \sinh a_2} \quad \text{and} \quad a_2 = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{Q_0}{Q_+}} + \sqrt{\frac{Q_0}{Q_-}} \right) \quad (2.3)$$

où Δ_R est la distance estimée de la position du centroïde par rapport au centre du pad avec la charge maximum Q_0 . Q_+ et Q_- sont les charges collectées sur les deux pads adjacents. On

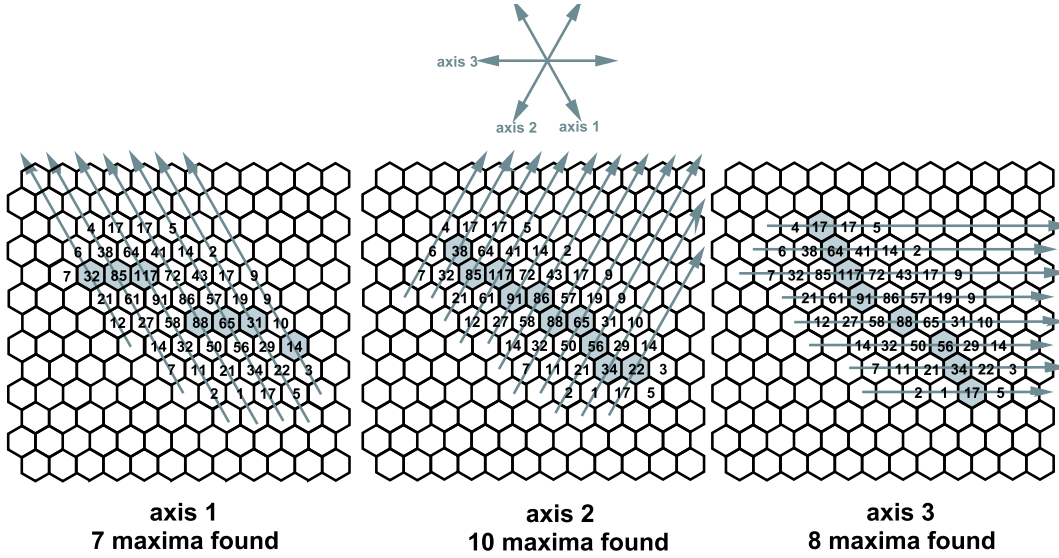


FIG. 2.10 – *Illustration de la procédure de recherche de l'axe de symétrie le plus perpendiculaire à la trajectoire de la particule. L'axe pour lequel le nombre de maxima trouvé est le plus important, est le plus perpendiculaire à la trajectoire.*

peut ainsi reconstruire la position des centroïdes le long de chaque trajectoire. Il faut tout d'abord déterminer l'axe de symétrie le plus perpendiculaire à la trajectoire. La géométrie hexagonale de la cathode de MAYA est telle qu'il existe 3 axes de symétrie. Une recherche de maxima le long de chaque axe permet de déterminer l'axe le plus perpendiculaire à la trajectoire, c'est à dire celui permettant de trouver le plus grand nombre de maxima, comme illustré sur la figure 2.10 [41]. On considère qu'un pad est un maximum si sa charge est supérieure à celle de ces deux voisins, et que ceux-ci ont une charge non nulle.

On peut ainsi déterminer la position des centroïdes le long de la trajectoire puis reconstruire cette dernière à l'aide d'une méthode d'ajustement. Cette méthode permet d'atteindre une précision inférieure au demi-degré lorsque la trajectoire est exactement perpendiculaire à l'un des axes de symétrie, c'est à dire pour des angles projetés de 30° , 90° ou 150° . En effet dans ce cas les distributions de charge observées le long de l'axe sont effectivement bien reproduites par une sécante hyperbolique. En revanche, comme on peut le constater sur la figure 2.11, les trajectoires présentant un angle entre ces valeurs sont moins bien reconstruites (l'erreur sur l'angle peut atteindre 2°). L'origine de cette erreur est liée à la variation importante de la perte d'énergie au niveau du pic de Bragg : la distribution de charge le long de l'axe choisi n'est plus reproduite par une sécante hyperbolique. La position du centroïde calculée par la méthode de la sécante hyperbolique est déplacée vers le pad le plus proche du pic de Bragg (figure 2.12).

Pour remédier à ce problème, nous proposons de ne pas tenir compte des deux derniers centroïdes dans la procédure d'ajustement. La figure 2.11 montre le résultat d'une telle opération sur le calculs des angles projetés pour un tirage d'évènements tous les degrés effectué à l'aide d'une simulation : l'erreur maximum commise sur la reconstruction des angles passe de 2° à seulement 0.5° .

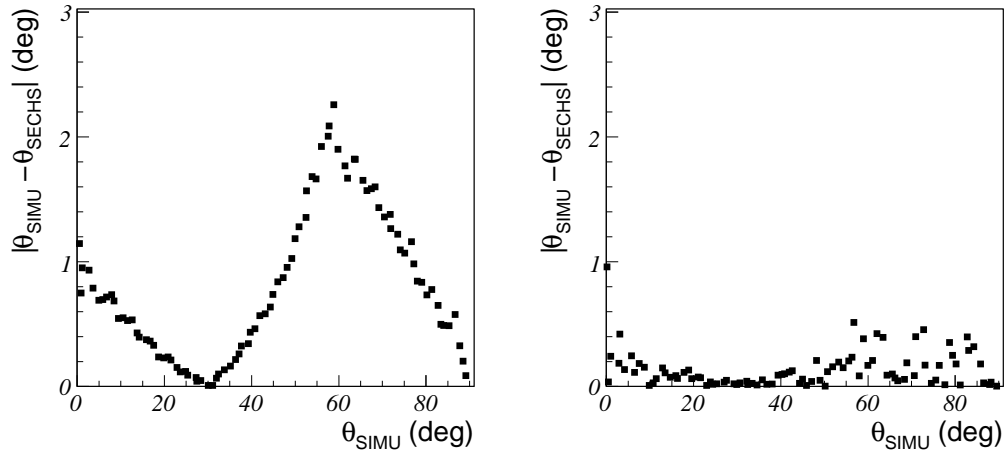


FIG. 2.11 – Erreur de reconstruction effectuée avec la méthode de la sécante hyperbolique dans le cas où tous les centroïdes calculés sont pris en compte (gauche), et dans le cas où les deux derniers centroïdes sont exclus de la procédure d’ajustement (droite).

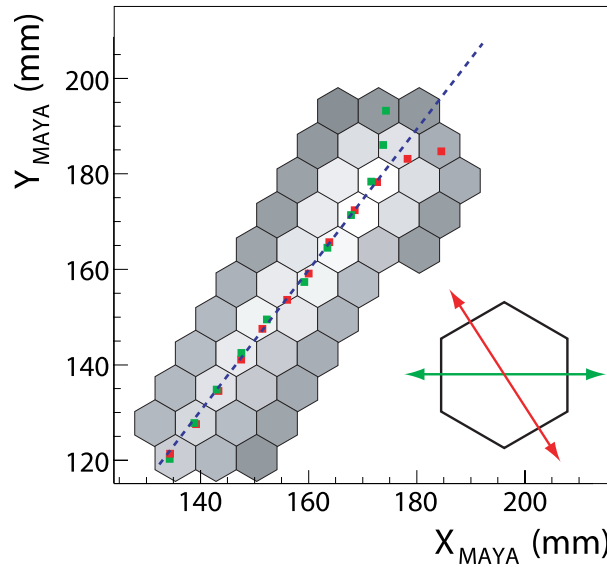


FIG. 2.12 – Illustration du problème rencontré avec la méthode de la sécante hyperbolique pour les angles proches de 0° et 60° . Ici, on représente une trajectoire à 60° (courbe bleue en tirets), et la position calculée des centroïdes selon deux axes (carrés rouges et verts)

Méthode d’ajustement global

Dans le cas de réactions asymétriques mettant en jeu des particules possédant un nombre de protons différent, et dont la perte d’énergie est différente (plus d’un facteur 10), la dynamique du détecteur MAYA (étage d’amplification et électronique de lecture) n’est pas suffisante pour obtenir des traces s’étalant sur au moins trois pads pour tous les noyaux produits. Dans le cas de la réaction de transfert de deux neutrons du ^{11}Li sur

cible de protons à 4.34 MeV, à un angle de 145° c.m., le triton est émis avec une énergie de 36 MeV lorsque le noyau de ^9Li n'a que 19 MeV d'énergie cinétique. Dans 150 mbar d'isobutane, la perte d'énergie du triton est de 1.5 keV/mm contre 57 keV/mm pour le ^9Li . La dynamique de MAYA étant de quelques dizaines, la trace induite par le noyau de ^9Li s'étale sur au moins trois pads tandis que la trace induite par le triton s'étale sur moins de deux pads, comme l'illustre la figure 2.13, à gauche. Il est alors impossible d'utiliser la méthode de la sécante hyperbolique pour reconstruire la trajectoire du triton. La distribution de charge créée peut en revanche être ajustée à l'aide d'une droite. Afin de donner un poids équivalent aux deux directions x et y sur le plan cathodique, nous utilisons une méthode de régression de la distance orthogonale [42]. Il s'agit de déterminer la pente a et l'ordonnée à l'origine b de la droite qui minimise la valeur de :

$$\chi^2 = \sum_{n=0}^{N_{pts}} Q_n \frac{(ax_n + b - y_n)^2}{a^2 + 1} \quad (2.4)$$

où Q_n est la charge collectée par le n^e pad et x_n, y_n les coordonnées de son centre. La figure 2.14 illustre cette procédure. Cette méthode donne de bons résultats dans le cas où une seule trace est présente sur la cathode (erreur maximum de 0.5° sur la reconstruction des angles). Lorsque trois traces sont présentes, l'erreur sur l'angle peut atteindre 1.5° (figure 2.15). En effet, dans ce cas, il est nécessaire de restreindre la zone utilisée dans la procédure de régression, afin de ne prendre en compte que les charges correspondant au passage de la particule d'intérêt. Pour cela, la cathode est séparée en plusieurs zones à l'aide de coupures parallèles à l'axe faisceau. La figure 2.16 illustre l'erreur introduite par une telle coupure sur la reconstruction de l'angle. Les trajectoires dont l'angle est inférieur à 10° ne peuvent être reconstruites. La coupure parallèle au faisceau donne artificiellement un poids plus important à l'extérieur de la trace, ce qui se traduit par une sous estimation de l'angle. Afin de diminuer cet effet, il faudrait délimiter la zone de régression perpendiculairement à la trace. Le nombre de pads étant trop faible, il est impossible de faire une telle délimitation. Cette technique suppose en outre que la longueur des traces induites soit supérieure à leur largeur. Un cas limite est présenté sur la figure 2.13, à droite.

Algorithme final

Afin d'extraire les distributions angulaires pour les réactions de transfert d'un et deux neutrons, il nous faut déterminer les angles des deux partenaires "lourd" et "léger" de la réaction, et ceci sur le plus grand domaine d'angle centre de masse possible. Pour l'algorithme final, la trajectoire du lithium est reconstruite à l'aide de la sécante hyperbolique, la trace induite s'étendant sur environ 3 pads perpendiculairement à sa trajectoire. L'angle de l'isotope de l'hydrogène est déterminé par la méthode d'ajustement global, car l'induction est beaucoup plus faible que pour le lithium (voir figure 2.17). L'angle du noyau de ^{11}Li incident est également reconstruit avec cette méthode, car étant proche de 0°. Pour ce faire, la cathode est séparée en trois parties. La première zone (notée I sur la figure 2.17) sert à la reconstruction de la trajectoire du faisceau. Les sept premières colonnes du plan de pads sont réservées à cette opération, ainsi que pour s'assurer du bon fonctionnement des lignes centrales de pads comme expliqué dans le chapitre suivant. La seconde zone

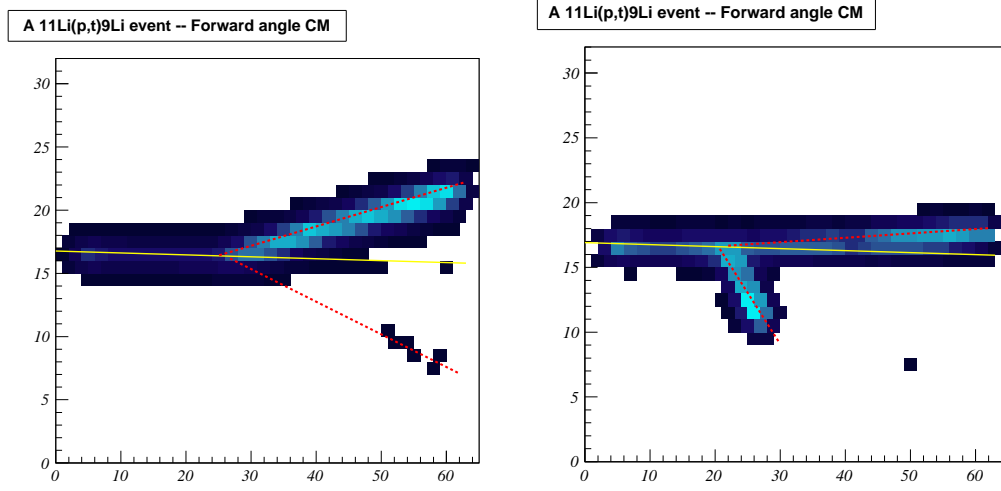


FIG. 2.13 – *Cas limites d'utilisation de la méthode d'ajustement global : à gauche un évènement (p,t) à 145° c.m., et à droite un évènement (p,t) à 35° c.m. La pression du détecteur était de 150 mbar.*

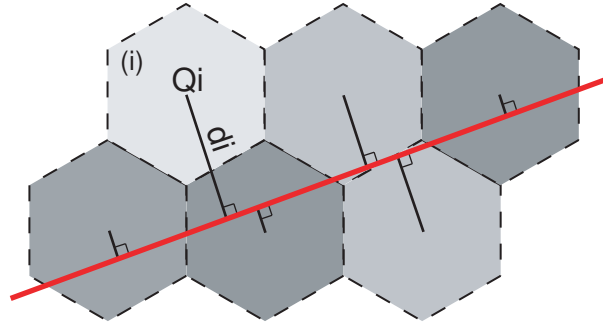


FIG. 2.14 – *Illustration de la méthode d'ajustement global : la somme des distances orthogonales du centre des pads à la droite, modulées par la charge des pads, est minimisée.*

est celle réservée à la détermination de l'angle de la particule légère. Les lignes touchées par le faisceau, c'est à dire les trois lignes centrales de cette zone, sont exclues. Le point d'intersection entre la trace induite par le faisceau et celle induite par le partenaire léger est considéré comme étant le point de réaction. La méthode de la sécante hyperbolique est appliquée dans la troisième zone afin de déterminer la trajectoire du lithium éjecté. Cette zone est délimitée en amont de la réaction par le point de réaction et par la zone réservée à la reconstruction de la trajectoire de l'éjectile léger. La figure 2.18 donne l'erreur faite sur la reconstruction de l'angle des partenaires lourd et léger avec cet algorithme pour la réaction de transfert de deux neutrons $^1\text{H}(^{11}\text{Li},t)^9\text{Li}(\text{G.S.})$ à 4.3A MeV.

L'algorithme de tracking donne des résultats satisfaisants, avec une erreur de moins de 0.5° pour l'angle du lithium et environ 1° pour l'hydrogène pour les angles centre de masse compris entre 40° et 160° . En dehors de cette plage, la reconstruction devient impossible car les angles mis en jeu sont trop petits ($<10^\circ$ pour les angles arrières centre de masse) ou le parcours de la particule légère est trop faible pour permettre une reconstruction de

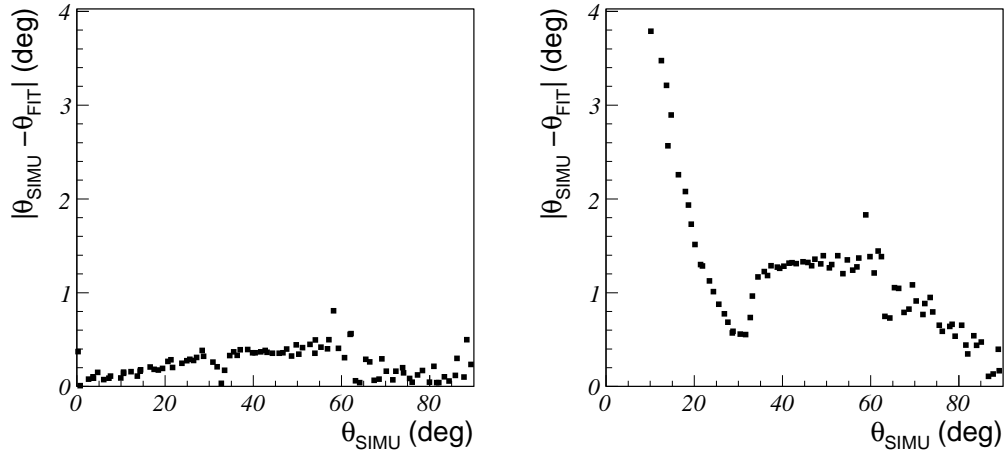


FIG. 2.15 – Erreur de reconstruction effectuée avec la méthode d’ajustement global dans le cas où une seule trace est présente sur la cathode (gauche). Dans le cas où plusieurs traces sont présentes (droite), l’erreur moyenne devient plus importante, et la reconstruction des petits angles est impossible.

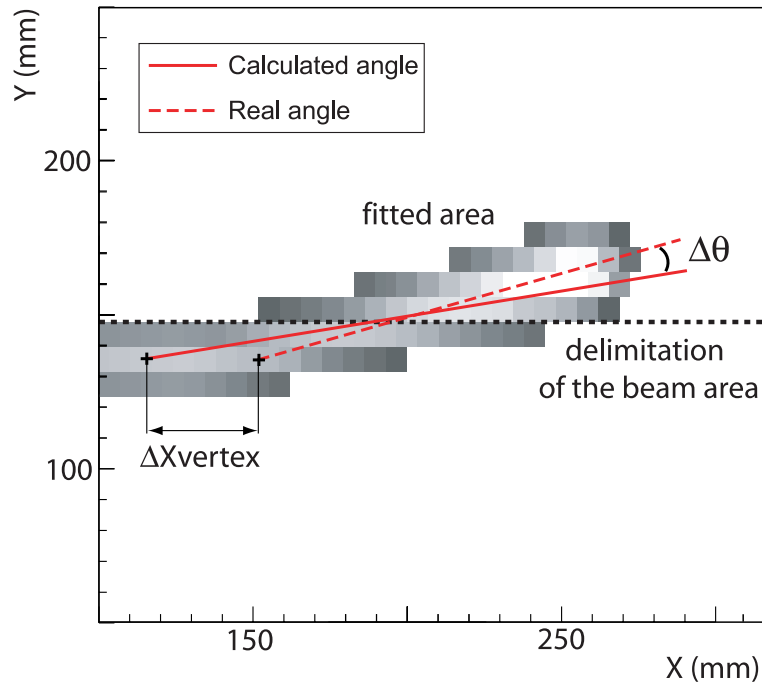


FIG. 2.16 – Illustration du problème rencontré avec la méthode d’ajustement global dans le cas où plusieurs traces sont présentes sur la cathode. La séparation du plan cathodique en zones isolant les traces des différentes particules provoque une erreur sur l’angle reconstruit.

trajectoire (angles avant centre de masse).

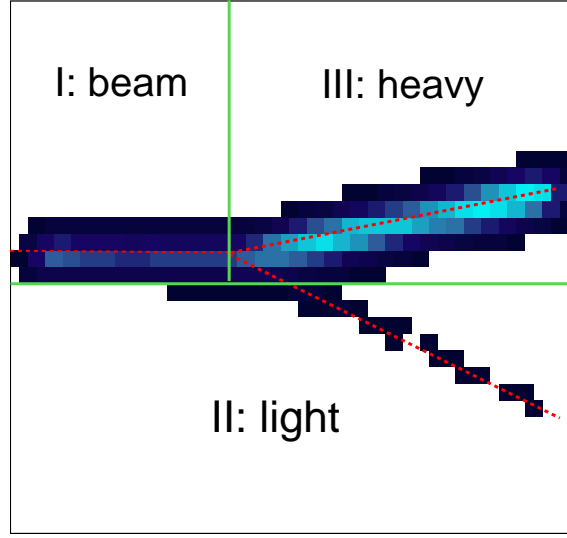


FIG. 2.17 – Séparation de la cathode en plusieurs zones afin de faciliter la reconstruction des trajectoires des particules. La zone I englobe la trace induite par la particule incidente. Les zones II et III englobent les traces de la particule légère et lourde respectivement.

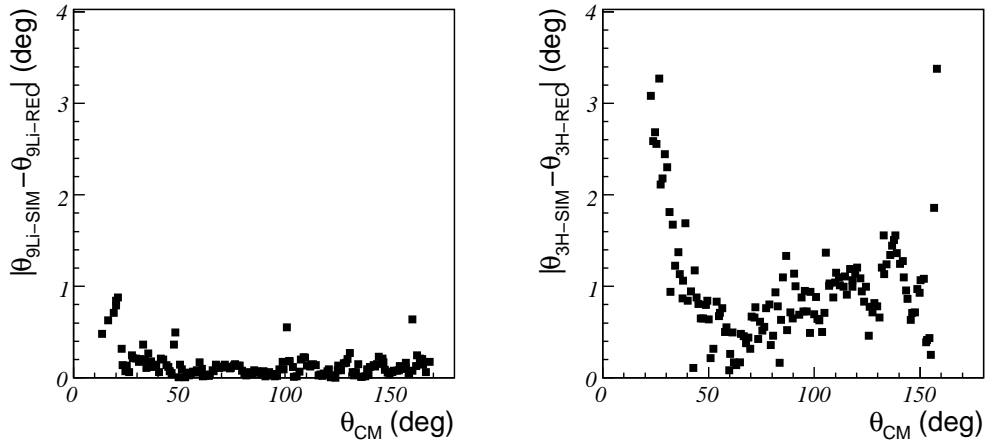


FIG. 2.18 – Erreurs sur la reconstruction des angles du triton et du ${}^9\text{Li}$ pour la réaction ${}^1\text{H}({}^{11}\text{Li}, t){}^9\text{Li}$ (GS) à 4.3A MeV, avec l'algorithme utilisé.

2.5.2 Reconstruction de la troisième dimension

Comme expliqué précédemment, l'information sur la troisième dimension, c'est à dire l'angle fait par le plan dans lequel se déplace la particule par rapport au plan cathodique,

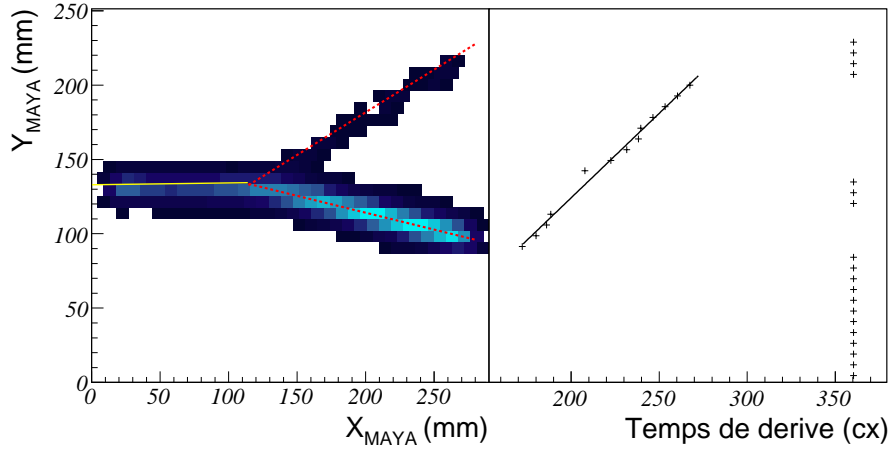


FIG. 2.19 – *Sélection des temps fils servant à déterminer l'angle du plan de réaction.*

est donnée par le temps de dérive des électrons jusqu'aux fils anodes. Afin de reconstruire correctement cet angle, il faut sélectionner les fils pour lesquels l'information "temps" est pertinente. Après avoir calibré le temps de dérive des électrons dans le gaz, on peut reconstruire la distance entre chaque fil et le point de passage de la particule. L'angle ϕ du plan de réaction par rapport au plan horizontal étant déterminé, on peut calculer l'angle réel θ des fragments par rapport au faisceau dans le référentiel du laboratoire à partir de l'angle projeté sur la cathode θ_{2D} :

$$\theta = \text{atan} \left(\frac{\tan(\theta_{2D})}{\cos(\phi)} \right) \quad (2.5)$$

Sélection des fils d'intérêt

On considère que le temps enregistré pour un fil (TDC) est correct si la particule est passée au dessus de ce fil. Ainsi, on ne sélectionne que les fils coupant la trajectoire de la particule à l'intérieur de MAYA, et situés avant le pic de Bragg. Le temps enregistré par les fils centraux, c'est à dire les trois fils touchés par les électrons créés par le faisceau, ne sont pas pris en compte car des problèmes de saturation au niveau de ces fils détériorent l'information. Ils sont donc exclus de l'algorithme de reconstruction. La figure 2.19 illustre le principe de cette méthode, sur un évènement typique de réaction transfert de deux neutrons. On remarque que conformément à ce que l'on attend pour une réaction à deux corps, les fragments sont émis dans un même plan.

Alignement des temps

Les temps enregistrés dépendent du chemin électronique parcouru pour chaque voie. Afin de reconstruire le plan de réaction, il nous faut donc aligner les temps fils. Seul l'angle du plan de réaction nous intéresse pour reconstruire les angles des particules. Ainsi, un alignement relatif des voies d'électronique est suffisant. Pour ce faire, un signal en

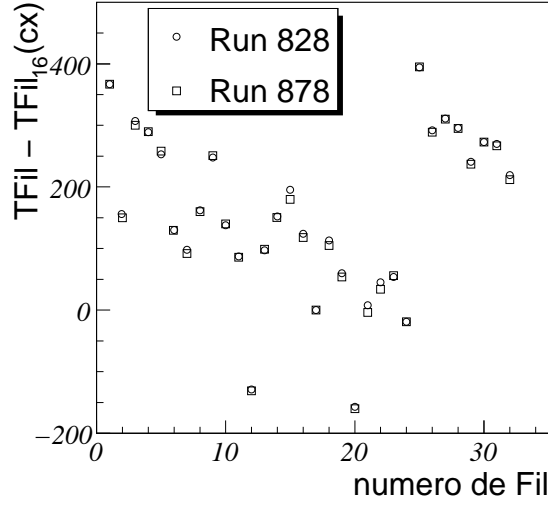


FIG. 2.20 – *Alignement des temps fils enregistrés par rapport au temps du fil central. Les différences en temps sont stables pendant toute la durée de l'expérience.*

provenance d'un pulser est injecté sur les fils. Les temps enregistrés pour chaque voie sont donc proportionnels au chemin électronique entre les préamplificateurs et le TDC, et peuvent donc servir pour une calibration relative des temps. Nous choisissons comme fil de référence le fil central. La figure 2.20 présente les écarts en temps enregistrés entre les fils et le fil central pour deux jeux de données (début et fin de campagne de mesure à 150 mbar). Les différences étant stables pour toute la campagne de mesure, on peut utiliser ces corrections pour l'alignement des fils.

Calibration du temps de dérive des électrons

La vitesse de dérive des électrons dans un champ électrique \vec{E} s'écrit [43] :

$$\vec{W}_d = \frac{e\vec{E}\tau}{2m_e} \quad (2.6)$$

où e est la charge d'un électron, m_e sa masse et τ le temps moyen entre deux collisions avec les molécules de gaz. τ est directement relié au libre parcours moyen de l'électron dans le gaz exprimé comme [44] :

$$l = \frac{1}{\sigma N} \quad (2.7)$$

σ étant la section efficace totale de réaction des électrons dans le gaz, et N le nombre de centre cibles présents dans le gaz, directement proportionnel à la densité du gaz. La vitesse de dérive des électrons dépend donc exclusivement du type de gaz utilisé et du rapport $\frac{E}{P}$. Il existe plusieurs méthodes permettant de déterminer cette vitesse. La première consiste à utiliser le temps de dérive enregistré par le TDC pour des événements sans réaction. On connaît dans ce cas la distance parcourue par les électrons : il s'agit de la distance entre

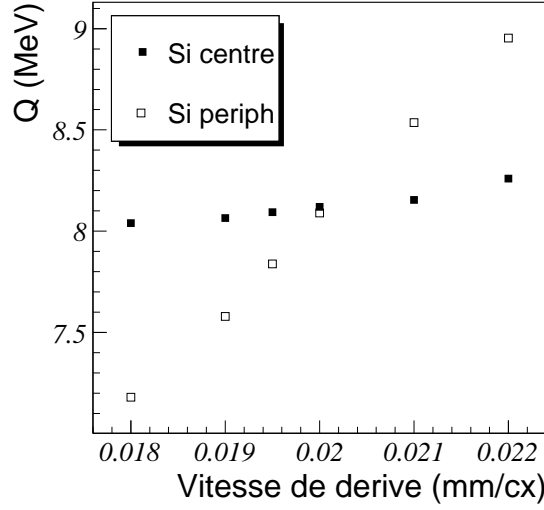


FIG. 2.21 – Méthode de calibration de la vitesse de dérive des électrons par mesure du Q de réaction pour différents angles du plan de réaction.

la fenêtre d'entrée de MAYA et le plan de fils (soit 10 cm dans ce cas). Cette méthode dépend du chemin électronique parcouru par les différents signaux, c'est à dire qu'elle nécessite une mise en temps précise des différentes voies d'électronique. En outre, il est nécessaire de disposer d'une calibration précise du TDC. Nous proposons dans cette section une méthode de calibration basée sur la reconstruction du plan de réaction. La méthode développée consiste à comparer la chaleur de réaction (Q de réaction) reconstruite à partir des angles pour la réaction de transfert de deux neutrons en sélectionnant les noyaux de ${}^9\text{Li}$ dans un détecteur silicium situé à même hauteur que le faisceau et un détecteur silicium placé plus haut (voir chapitre suivant pour le détail du calcul du Q de réaction). Les angles reconstruits pour les événements déclenchant le silicium situé à la même altitude que le faisceau ne dépendent en moyenne pas de l'angle du plan de réaction (i.e. centrés sur $\phi=0$). En revanche les angles reconstruits pour les événements déclenchant sur le silicium situé plus haut que le faisceau dépendent de l'angle ϕ . Nous effectuons la reconstruction des angles en supposant différentes vitesses de dérive pour les électrons. La figure 2.21 présente les différentes valeurs de Q de réaction mesurées pour les deux détecteurs silicium touchés en fonction du temps de dérive des électrons.

Pour une vitesse de dérive des électrons de 0.020 mm/cx, le Q de réaction reconstruit ne dépend pas de la position du silicium touché, et est donc indépendant de ϕ . Ceci montre que la vitesse de dérive est correctement choisie. Cette méthode est assez précise et offre l'avantage de ne pas dépendre de la calibration du TDC. On peut tout de même vérifier la valeur trouvée en la comparant avec des mesures effectuées au GANIL dans des chambres à dérive. Notre calibration du TDC donne une valeur de 0.529 ns/cx. La vitesse de dérive estimée par notre méthode vaut donc 0.0378 mm/ns à comparer avec les 0.038 mm/ns mesurés dans des petites chambres à dérive utilisant le même principe de détection. Les valeurs sont en très bon accord ce qui conforte notre mesure.

2.5.3 Mesure du parcours des particules

Il n'est pas possible de mesurer directement l'énergie des particules s'arrêtant dans le gaz, la calibration des charges collectée n'étant que relative, et la calibration du gain du détecteur n'étant jusque là pas faisable. En revanche, le parcours R d'une particule chargée donnée d'énergie E dans un milieu est proportionnel au rapport $R \propto E^2/MZ^2$, où M est la masse de cette particule et Z la charge de son noyau. Une mesure du parcours d'une particule de masse et de charge connue dans le gaz est donc équivalente à une mesure de son énergie.

Evaluation du point de réaction

La connaissance du point de réaction est non seulement nécessaire à l'évaluation du parcours d'une particule dans le gaz, mais elle permet également d'extraire l'information sur l'énergie à laquelle la réaction a eu lieu. Dans le cas de l'étude des réactions de transfert d'un et deux neutrons, le point de réaction est évalué en prenant l'intersection de la trajectoire du faisceau avec la trajectoire de l'un des éjectiles. En revanche, aux angles centre de masse extrêmes, la reconstruction de trajectoires perd en précision, à cause du trop faible parcours des particules, ou parce que les charges induites sont très proches du seuil de détection des GASSIPLEX. Dans ce cas, l'erreur sur le point de réaction peut atteindre 1 cm. On se propose alors d'utiliser une méthode basée sur l'étude du profil de charge le long de la ligne centrale. En effet, pour les angles centre de masse extrêmes, la perte d'énergie des particules produites après réaction est très différente de celle du faisceau avant réaction. Un pic apparaît alors dans ce profil de charge au voisinage du point de réaction. Les charges induites s'étalent sur une distance l fixée par le gap entre anode et cathode de l'étage d'amplification [37], l pouvant être déterminée à l'aide de la distribution induite par le faisceau. Le point de réaction est alors situé à une distance l de la base du pic du profil de charge. La figure 2.22 illustre cet effet pour deux événements $^1\text{H}(^{11}\text{Li}, t)^9\text{Li}$ (GS) à 4.34 MeV simulés pour des angles centre de masse de 10° c.m. et 150° c.m. La précision atteinte par cette méthode est d'environ 4 mm.

Evaluation du point d'arrêt des particules

Le point d'arrêt des particules est évalué à l'aide de leur profil de charge, c'est à dire la projection de la distribution de charge induite sur leur trajectoire. Ce profil de charge est obtenu en projetant les charges induites le long de l'axe le plus perpendiculaire à la trajectoire. Afin d'évaluer la valeur des charges entre les points mesurés, nous procédons à une interpolation de ces points par des splines cubiques naturelles. Nous considérons que le point d'arrêt de la particule est le point pour lequel la charge vaut la moitié de la charge au niveau du pic de Bragg, et situé après celui-ci, comme illustré sur la figure 2.23. Le point d'arrêt mesuré par cette méthode est alors situé à 1 mm environ du point d'arrêt réel. La précision atteinte par cette méthode est évaluée à l'aide d'événements simulés. L'erreur effectuée sur le calcul de la position du point d'arrêt en fonction de la position réelle de ce point d'arrêt est présentée sur la figure 2.24. On remarque que l'amplitude de l'erreur effectuée dépend fortement du seuil de détection. En effet, si le seuil est supérieur à environ

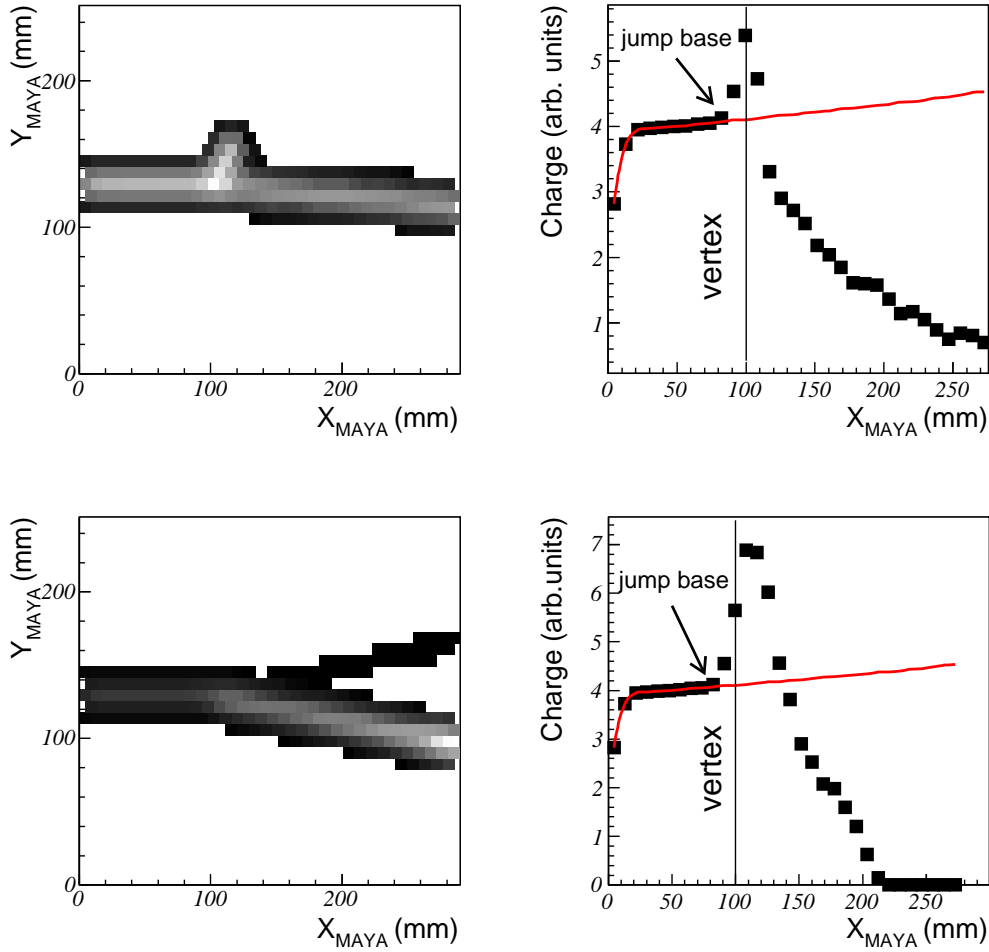


FIG. 2.22 – Méthode de détermination du vertex par étude du profil de charge le long de la ligne centrale. Le point de réaction est situé à une distance égale à la moitié de la largeur de la trace induite par le faisceau de la base du pic.

10% de la charge maximum collectée, le profil de charge comporte au moins un point situé sous le seuil de détection. Ceci a pour effet de modifier le comportement des splines au niveau du pic de Bragg, et engendre de la digitalisation dans le calcul du point d'arrêt, avec une période égale au pas des pads. La dynamique du détecteur pour cette expérience est telle que le seuil de détection se situe à environ 10% de la charge maximum, la précision atteinte sur le calcul du point d'arrêt est donc d'environ 1.5 mm (figure 2.24). Dans le cas de réactions à 0° lab., il n'est pas possible de déterminer le point de réaction. On se contente alors de déterminer le point d'arrêt de la particule s'arrêtant dans le détecteur. Le parcours total d'une particule, que l'on définit comme étant la somme des distances couvertes par le faisceau et la particule peut alors être considérée comme une variable cinématique. En effet, pour une réaction donnée, et à un angle centre de masse fixé, la relation entre ce parcours total et l'énergie de la particule est unique. Le parcours total

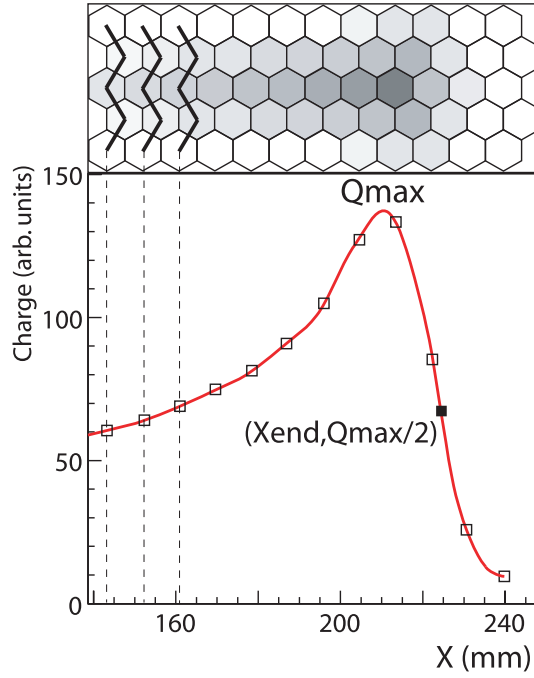


FIG. 2.23 – Méthode de détermination du point d'arrêt d'une particule à l'aide de son profil de charge. Le point d'arrêt est considéré comme étant le point pour lequel la charge vaut la moitié de la charge maximum.

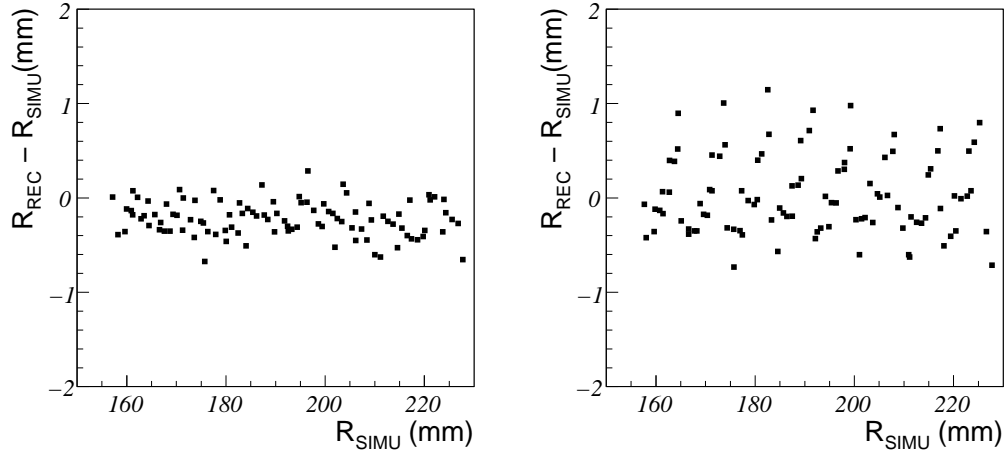


FIG. 2.24 – Erreur sur la reconstruction du point d'arrêt des particules. Lorsque le seuil de détection est très bas, l'amplitude de l'erreur ne dépasse pas 1 mm (gauche). En revanche, un seuil de 10% de la charge maximum collectée induit des erreurs plus importantes, ainsi qu'un phénomène de digitalisation de période égale au pas des pads (droite).

sera utilisé pour construire la fonction d'excitation de la réaction de diffusion élastique.

En résumé, les méthodes de reconstruction développées ou améliorées au cours de ce travail permettent de reconstruire les trajectoires des fragments émis dans le cas de

réactions à deux corps, avec une précision meilleure que 0.5° pour le fragment lourd, et proche de 1° pour le fragment léger. Le point de réaction est quant à lui reconstruit avec une précision de 4 mm environ, introduisant une erreur de 60 keV environ sur l'énergie du faisceau de ^{11}Li à 4.34 MeV pour une pression de 150 mbar. Enfin, la résolution obtenue pour la mesure du parcours total est de l'ordre de 1.5 mm, soit une erreur inférieure à 100 keV sur l'énergie de la réaction dans centre de masse.

Chapitre 3

Etude des réactions induites par le noyau de ^{11}Li

Comme indiqué dans le premier chapitre, on se propose d'étudier la structure du noyau de ^{11}Li à l'aide des réactions de transfert d'un et deux neutrons, ainsi que de diffusion élastique sur cible de protons. Les distributions angulaires pour ces réactions et leur dépendance en énergie sont fixées par la structure du halo. La cible active MAYA permet une mesure de ces différentes quantités. Ce chapitre est consacré à la description des réglages nécessaires à l'étude de ces réactions et aux méthodes utilisées pour extraire les distributions angulaires et les fonctions d'excitation.

3.1 Etude des réactions de diffusion élastique et de transfert de neutrons à 4.34 MeV

Les réactions de diffusion élastique et de transfert d'un et deux neutrons ont été étudiées en cinématique inverse à une énergie incidente de 4.34 MeV, c'est à dire l'énergie la plus haute disponible à TRIUMF avec ISAC2. Nous allons dans cette section décrire les méthodes de sélection des voies de réaction et celles utilisées pour extraire la masse du ^{11}Li et les distributions angulaires pour les réactions de transfert et de diffusion élastique.

3.1.1 Réglages du dispositif

La sélection des voies de réaction d'intérêt repose sur la détection et l'identification des isotopes d'hydrogène (p , d , t) ou de lithium produits. La perte d'énergie d'une particule chargée de masse M , d'énergie E et possédant Z protons est proportionnelle au rapport MZ^2/E (formule de Bethe et Bloch). Le dépôt d'énergie varie donc d'un facteur dix environ entre un noyau d'hydrogène et un noyau de lithium. Le codage des charges collectées au niveau de la cathode est effectué sur un ADC 11 bits. Avec un seuil de détection au canal 150 environ, il est possible détecter les noyaux d'hydrogène et de lithium sans saturation des signaux sur les pads, en ajustant le gain de manière à ce qu'un lithium produise un signal maximum aux alentours du canal 1800. Le réglage du gain se fait principalement par

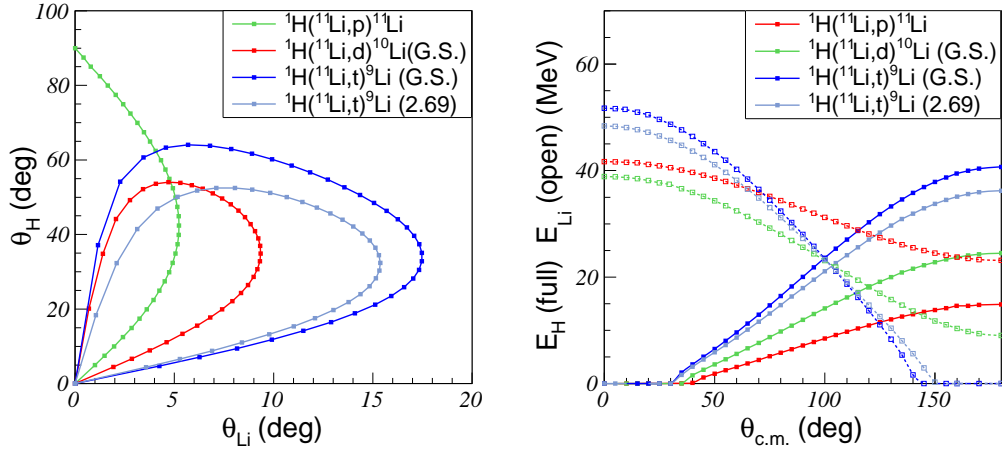


FIG. 3.1 – Cinématiques de réaction à 4.3A MeV pour les réactions de diffusion élastique et de transfert d'un et deux neutrons du ^{11}Li sur cible de protons. Corrélations angle-angle (à gauche) et énergie-angle c.m. pour une réaction à 70 cm de la fenêtre d'entrée sous une pression de 150 mbar (à droite). Les énergies reportées sont celles des particules lorsqu'elles atteignent les limites du détecteur. Les points sont placés tous les 5° c.m.

l'intermédiaire de la tension appliquée sur les fils. En outre, cette tension ne peut excéder une certaine valeur dépendant de la pression de gaz, sous peine de claquage du détecteur. La tension sur les fils est réglée sur 1.6 kV ce qui permet d'observer lithiums et hydrogènes sans saturation du signal au niveau des pads. La pression est ajustée de manière à ce qu'au moins un des deux noyaux produits puisse atteindre le mur de silicium pour déclencher l'acquisition. Compte tenu des cinématiques à 4.3A MeV des réactions étudiées (figure 3.1), une pression de 150 mbar permet de remplir cette condition. En outre, l'énergie de réaction doit être bien définie. La variation de l'énergie du faisceau sur 5 cm d'isobutane à 150 mbar est de seulement 140 keV, ce qui est supposé suffisamment faible pour ne pas dégrader la distribution angulaire. Nous avons donc limité l'analyse des données à une tranche de gaz de 5 cm d'épaisseur, et située à 7 cm de l'entrée du détecteur. Par ailleurs, le faisceau possède assez d'énergie pour atteindre le mur de silicium. Afin de ne pas détériorer le silicium central, une petite jonction de 3 cm de diamètre est placée devant ce dernier. Les sections efficaces pour le transfert d'un et deux neutrons du ^{11}Li sur cible de protons à 4.3A MeV sont de l'ordre de 1 mb/sr. L'intensité délivrée par l'installation ISACII étant d'environ 2 kHz, un taux de réaction d'environ $4 \cdot 10^{-3}$ réactions par seconde est obtenu pour une épaisseur de cible de 5 cm, ce qui est suffisant pour construire une distribution angulaire en accumulant de la statistique pendant une semaine (environ 50 coups par intervalle de 5° c.m.).

3.1.2 Identification des produits de réaction

Comme expliqué dans le chapitre précédent, l'identification des fragments est faite à l'aide des mesures de pertes d'énergie et d'énergie dans les trois étages disponibles : les cinq

derniers centimètres de gaz de MAYA, les détecteurs silicium et les scintillateurs à iodure de césium. A une pression de 150 mbar, aux angles avant centre de masse ($\theta_{c.m.} < 100^\circ$), le noyau léger n'atteint pas le mur de silicium, soit parce qu'il s'arrête dans le gaz, soit parce qu'il est émis à trop grand angle dans le laboratoire. En revanche, le partenaire lourd atteint le mur de silicium et peut donc être identifié, tandis qu'aux angles arrière centre de masse ($\theta_{c.m.} > 100^\circ$), c'est le noyau léger (figure 3.1). Les isotopes du lithium ne possédant pas assez d'énergie pour traverser les détecteurs silicium, ils sont identifiés à l'aide du dépôt d'énergie dans le gaz corrélé avec la mesure d'énergie donnée par les détecteurs silicium. La figure 3.2 présente le spectre d'identification obtenu avec le détecteur silicium à 0° (à gauche), et un silicium adjacent (à droite). La pression étant trop faible pour permettre une mesure précise du dépôt d'énergie des isotopes de l'hydrogène dans le gaz, leur identification ne s'effectue qu'aux angles arrières centre de masse. Pour cela, les corrélations entre le dépôt d'énergie dans les détecteurs silicium et la mesure d'énergie dans les CsI sont utilisées (figure 3.2, bas).

3.1.3 Sélection des voies de réaction

L'identification des particules n'est pas suffisante pour construire la distribution angulaire. En effet, il faut pouvoir distinguer les différentes voies de réaction, c'est à dire les voies inélastiques et les transitions vers les états excités des noyaux finals.

Transfert de deux neutrons

Dans le cas de la réaction de transfert de deux neutrons, les noyaux de ^9Li sont identifiés aux angles avant. Il est donc nécessaire de distinguer la transition vers l'état fondamental du ^9Li de celles vers les états excités, ainsi que la réaction de transfert d'un neutron qui produit également un noyau de ^9Li dans la voie de sortie, le noyau de ^{10}Li n'étant pas lié. De même aux angles arrière où l'on identifie le triton émis, il faut pouvoir identifier l'état du ^9Li peuplé. Pour ce faire, différentes corrélations entre les paramètres cinématiques reconstruits ou mesurés sont utilisées.

- Angles avant centre de masse : la première sélection est effectuée à l'aide de la corrélation entre l'angle du triton et sa perte d'énergie dans MAYA. Ce dernier paramètre est obtenu en sommant les charges collectées dans la zone réservée à la reconstruction de trajectoire du triton (zone II sur la figure 2.17). Le spectre bidimensionnel obtenu est présenté sur la figure 3.3. La sélection est effectuée le long de la ligne théorique (en rouge). La seconde coupure est faite en suivant la ligne cinématique énergie-angle du ^9Li . Les événements pour lesquels l'angle du triton est inférieur à 30° sont rejetés, car il est impossible de les identifier de façon certaine. Pour sélectionner les événements correspondant au transfert de deux neutrons vers le 1^{er} état excité du ^9Li , on procède de la même manière.

- Angles arrière centre de masse : aux angles arrière centre de masse, le triton possède assez d'énergie pour atteindre et traverser le mur de silicium (plus de 30 MeV pour $\theta_{c.m.} > 100^\circ$), et donc être identifié. La sélection de la transition vers l'état fondamental du ^9Li est effectuée à l'aide de la corrélation entre l'angle du ^9Li et l'énergie du triton mesurée dans les détecteurs à iodure de césium. Ces détecteurs n'étant pas calibrés, la sélection est

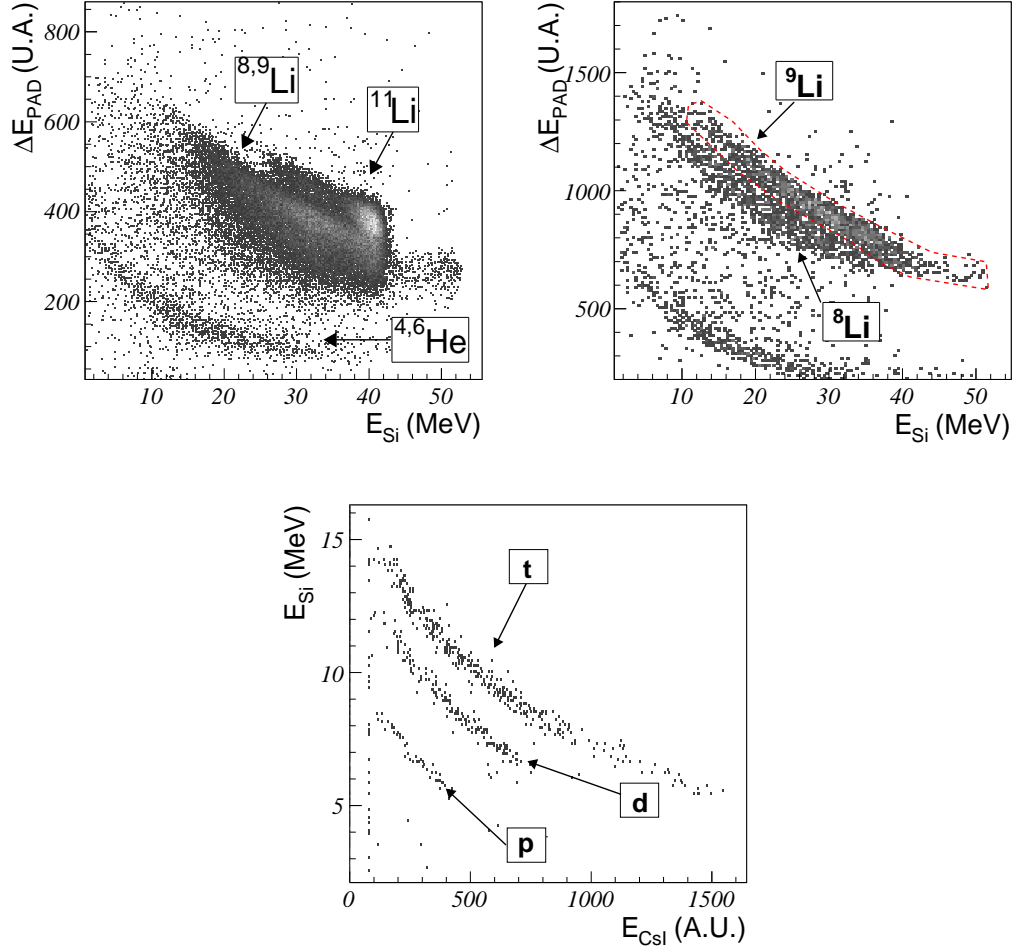


FIG. 3.2 – Corrélations entre la perte d'énergie dans le gaz (ΔE_{PAD}) ou dans le silicium (ΔE_{Si}) et l'énergie restante mesurée dans les détecteurs silicium (E_{Si}) (en haut) ou les détecteurs à iodure de césium (E_{CsI}) (en bas).

effectuée détecteur par détecteur. Un spectre représentatif est présenté sur la figure 3.4. Les événements correspondant aux transitions vers les états liés du ^9Li sont ceux situés dans la partie haute du spectre, la cinématique de la réaction de transfert de deux neutrons étant séparée des autres cinématiques de réaction présentes. Il n'est en revanche pas possible de séparer les transitions vers l'état fondamental et vers le 1^{er} état excité du ^9Li . La ligne cinématique angle du ^9Li -angle du triton obtenue après ces sélections est représentée sur la figure 3.5.

Ainsi, la distribution angulaire pour la réaction de transfert de deux neutrons intègre la transition vers le fondamental du ^9Li et vers le premier état excité aux angles arrière centre de masse.

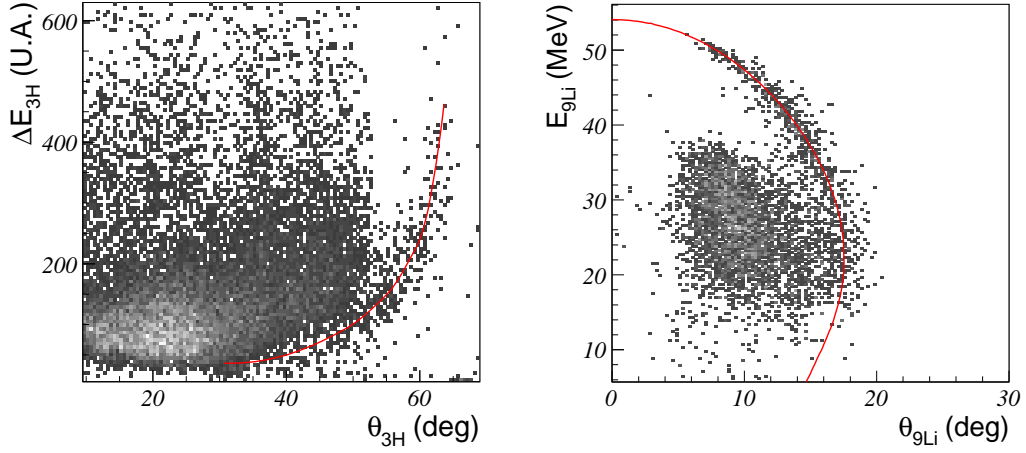


FIG. 3.3 – *Corrélation entre l'angle du triton (θ_{3H}) et sa perte d'énergie dans MAYA (ΔE_{3H}) (à gauche) et entre l'énergie (E_{9Li}) et l'angle (θ_{9Li}) du 9Li (à droite) pour la réaction de transfert de deux neutrons vers l'état fondamental du 9Li . Les lignes rouges correspondent aux lignes cinématiques théoriques.*

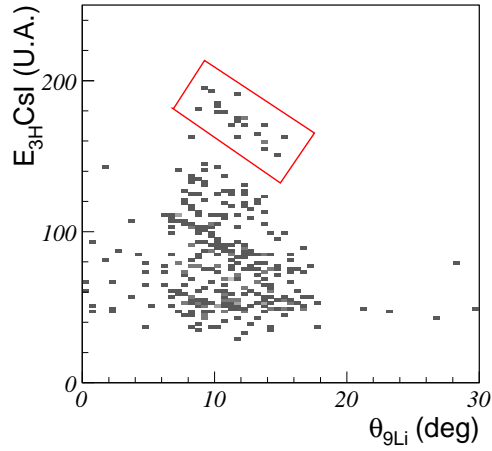


FIG. 3.4 – *Corrélation entre l'angle du 9Li (θ_{9Li}) et le dépôt d'énergie du triton dans un des détecteurs CsI ($E_{3H}CsI$). La transition vers les deux états liés du 9Li correspond aux événements dans la partie supérieure du spectre (contour rouge), les points situés en dessous correspondant aux transitions vers le continuum du 9Li .*

Transfert d'un neutron

La méthode de sélection des événements de transfert d'un neutron est identique à celle employée pour extraire le transfert de deux neutrons. Nous procédons à deux identifications différentes aux angles avant et arrière centre de masse.

- Angles arrière centre de masse : comme pour le cas du transfert de deux neutrons, le

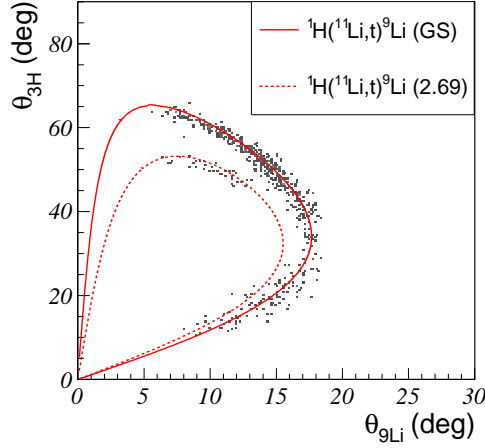


FIG. 3.5 – *Corrélations angle-angle obtenues après sélection des événements aux angles avant et arrières c.m. pour le transfert de deux neutrons vers le fondamental du ^9Li et le 1^{er} état excité. Les lignes rouges représentent les lignes cinématiques théoriques.*

deuteron peut être identifié dans les détecteurs silicium et CsI aux angles arrière centre de masse. Le ^{10}Li n'étant pas lié, il décroît par émission d'un neutron, de sorte que l'angle du ^9Li mesuré peut différer de celui du ^{10}Li produit (de 2° environ). De même, l'émission du neutron entraîne des fluctuations dans l'énergie du ^9Li mesurée. On utilise donc la corrélation entre l'angle du deuteron et son énergie (méthode de la masse manquante). Comme nous l'avons vu précédemment, les détecteurs CsI n'étant pas calibrables à ces énergies, on ne peut pas se servir de leur signal comme d'une mesure absolue de l'énergie. On utilise donc la perte d'énergie des deutons dans les siliciums pour reconstruire l'énergie totale. Pour cela, nous utilisons des tables de perte d'énergie générées à l'aide du logiciel SRIM [38]. L'épaisseur de silicium traversée par les particules dépendant de leur angle d'incidence, il est nécessaire de posséder une table donnant la perte d'énergie en fonction de l'énergie et l'angle incident. Plusieurs tables par pas de deux degrés en angle sont générées. Le spectre bidimensionnel angle-énergie du deuteron obtenu après correction est présenté sur la figure 3.6.

- Angles avant centre de masse : aux angles avant centre de masse, la sélection des événements est plus délicate. En effet, les lignes cinématiques pour le transfert d'un neutron vers l'état fondamental du ^{10}Li et pour le transfert de deux neutrons vers le continuum du ^9Li sont presque confondues. En outre, il est impossible de distinguer les noyaux de ^9Li de ceux de ^8Li dans le détecteur central (figure 3.2). On se contente donc de sélectionner les noyaux atteignant les détecteurs périphériques, pour lesquels la séparation entre ^8Li et ^9Li est plus prononcée. Le spectre bidimensionnel angle du ^9Li -angle du deuteron obtenu après ces sélections est présenté sur la figure 3.7. La distribution observée suit la ligne cinématique théorique, mais elle est très étalée, notamment à cause de l'émission du neutron du ^{10}Li . Ces points seront tout de même utilisés par la suite pour construire la distribution angulaire de la réaction de transfert d'un neutron.

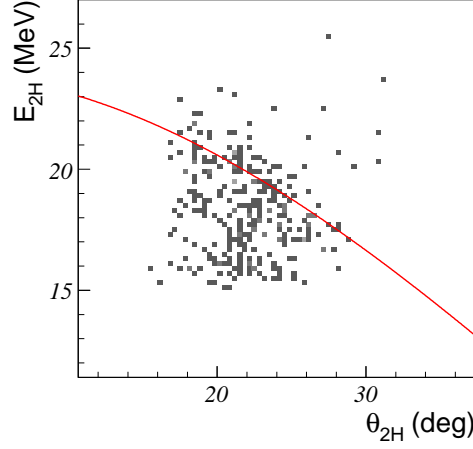


FIG. 3.6 – *Corrélation énergie-angle pour les deutons. La courbe rouge représente la ligne cinématique théorique pour la réaction de transfert d'un neutron vers l'état fondamental du ^{10}Li , avec la valeur $S_n(^{10}\text{Li}) = -25 \text{ keV}$.*

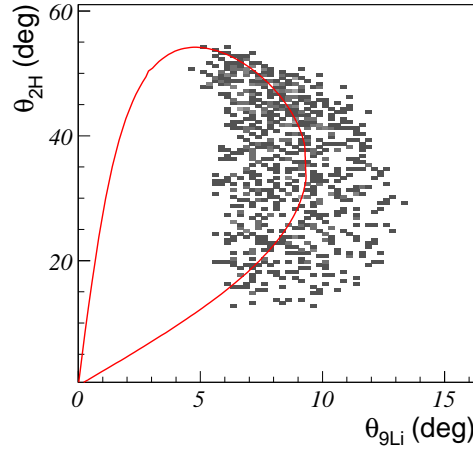


FIG. 3.7 – *Corrélation angle-angle obtenue après sélection des événements correspondant au transfert d'un neutron aux angles avant centre de masse. La courbe rouge représente la ligne cinématique théorique pour le transfert d'un neutron vers l'état fondamental du ^{10}Li , avec $S_n(^{10}\text{Li}) = -25 \text{ keV}$.*

Diffusion élastique

Comme montré sur la figure 3.1, la cinématique de la réaction de diffusion élastique est telle que, sur une gamme d'angle centre de masse allant de 0° à 150° les noyaux de ^{11}Li produits atteignent tous le silicium central. Cet isotope n'étant pas complètement séparé des noyaux de ^9Li sur le spectre bidimensionnel perte d'énergie/énergie (figure 3.2, gauche), une sélection incluant une partie des ^9Li est appliquée. Il faut alors affiner la

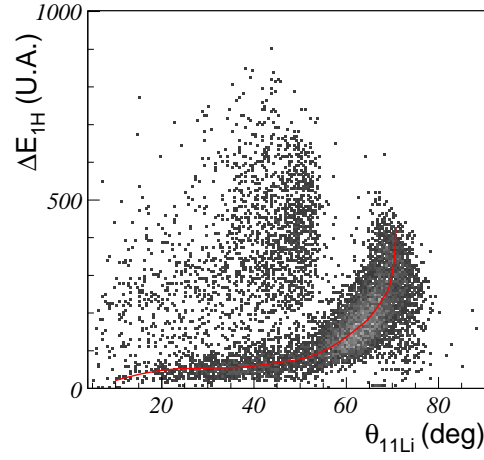


FIG. 3.8 – *Corrélation entre l'angle du partenaire léger et sa perte d'énergie dans MAYA. La ligne rouge correspond au calcul théorique pour la diffusion élastique.*

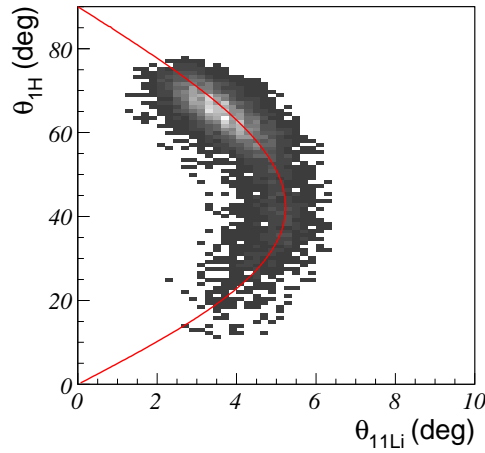


FIG. 3.9 – *Corrélation angle-angle obtenue après sélection des événements correspondant à la diffusion élastique. La courbe rouge représente la ligne cinématique théorique.*

sélection de la voie élastique. Celle-ci se distingue des autres voies de réaction par les corrélations entre l'angle du partenaire et sa perte d'énergie sommée dans MAYA (figure 3.8). Le spectre bidimensionnel angle du ^{11}Li -angle du proton obtenu après ces sélections est présenté sur la figure 3.9

TAB. 3.1 – *Résumé des variables utilisées pour le calcul de l'angle centre de masse pour les différentes réactions étudiées.*

reaction - domaine angulaire	variables utilisées
$^1\text{H}(^{11}\text{Li}, ^{10}\text{Li})\text{d}$ - angles avant	θ_H, θ_L
$^1\text{H}(^{11}\text{Li}, ^9\text{Li})\text{t}$	
$^1\text{H}(^{11}\text{Li}, ^{10}\text{Li})\text{d}$ - angles arrières	θ_L, E_L
$^1\text{H}(^{11}\text{Li}, ^{11}\text{Li})\text{p}$	Q, θ_L

3.1.4 Extraction des distributions angulaires

Angles centre de masse

Afin de construire les distributions angulaires, il faut calculer l'angle centre de masse de la réaction événement par événement. Pour ce faire, deux variables cinématiques mesurées suffisent. Les variables choisies pour reconstruire l'angle centre de masse sont celles pour lesquelles l'incertitude résultante sur l'angle centre de masse est la plus petite : du fait des pertes d'énergie des particules dans le gaz, on préfère utiliser les corrélations entre les angles des partenaires pour reconstruire l'angle centre de masse, lorsque cela est possible, comme pour la réaction de transfert de deux neutrons. Pour la réaction de transfert d'un neutron, l'angle du ^9Li ne correspond pas exactement à l'angle d'émission du ^{10}Li du fait de l'émission d'un neutron. Dans ce cas, on utilise l'énergie E_L et l'angle θ_L du deuton. Or, ceci n'est possible qu'aux angles arrière centre de masse, où le deuton atteint le mur de silicium. Aux angles avant centre de masse, nous utilisons les angles des deux fragments θ_L et θ_H . Pour la réaction de diffusion élastique, seule une information est nécessaire, car la chaleur de réaction Q est connue (elle est nulle). On utilise donc l'angle du proton. Le tableau 3.1 résume les différentes méthodes utilisées. L'angle centre de masse du partenaire lourd est donné par :

$$\theta_{c.m.} = \text{atan} \left(\frac{\sin(\theta_H^{lab})}{\cos(\theta_H^{lab}) - v_{c.m.}/v_H^{lab}} \right) \quad (3.1)$$

où θ_{lab} est l'angle dans le référentiel du laboratoire, et $v_{c.m.}/v_{lab}$ le rapport entre la vitesse du centre de masse et la vitesse du partenaire lourd dans le laboratoire. Le détail des calculs du rapport $v_{c.m.}/v_{lab}$ est présenté dans l'annexe B.

Normalisation et efficacités

Les distributions des angles centre de masse étant reconstruites, il faut les normaliser afin d'obtenir les sections efficaces. La section efficace en fonction de l'angle est donnée par la formule suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{reac}(\theta \pm \Delta\theta/2)}{N_{inc}N_{cible} \times 2\pi \sin(\theta) \Delta\theta \times \epsilon(\theta)} \quad (3.2)$$

où $N_{reac}(\theta \pm \Delta\theta/2)$ est le nombre de réactions observées dans l'intervalle $[\theta - \Delta\theta/2, \theta + \Delta\theta/2]$, N_{inc} le nombre de particules incidentes pris en compte, N_{cible} le nombre de centre cible présent dans l'épaisseur considérée, et $\epsilon(\theta)$ l'efficacité du dispositif d'analyse à l'angle θ .

- N_{inc} et N_{cible} : afin de s'assurer du bon fonctionnement de l'électronique de lecture des pads, on se propose de comparer le signal induit sur les 7 premières colonnes de pads avec une référence. Cette référence est obtenue en étudiant le profil de charge moyen induit par le faisceau, obtenu avec le mode de déclenchement PPAC%. La figure 3.10 présente le profil de charge induit par le faisceau sur les 7 premières colonnes de pads. Il s'agit alors pour chaque événement de comparer le profil obtenu avec le profil moyen (à 3σ près) induit par le faisceau. Cette opération permet également de rejeter les événements pour lesquels une réaction aurait eu lieu dans la fenêtre d'entrée du détecteur, ou à l'intérieur du détecteur PPAC. Le nombre de particules incidentes est ainsi estimé à l'aide du mode de déclenchement PPAC%, en coïncidence avec le profil de charge du faisceau sur les 7 premières colonnes de pads, ce qui permet de prendre en compte l'efficacité de MAYA dans la normalisation. Afin de permettre cette vérification, seules les réactions ayant lieu au moins 7 cm après l'entrée de MAYA sont prises en compte. En outre, afin de disposer de traces suffisamment longues pour permettre une reconstruction de trajectoire précise (15 cm au minimum), les réactions se produisant à une profondeur supérieure à 12 cm ne sont pas prises en compte. L'épaisseur de cible effective est donc de 5 cm (l'énergie du faisceau au centre de la tranche est alors de 4.34 MeV). Pour une pression de 150 mbar d'isobutane, soit une densité à 25°C de $d_{C_4H_{10}} = 0.3517 \text{ mg.cm}^{-3}$, on obtient :

$$N_{cible} = d_{C_4H_{10}} \times e_{cible} \times \frac{\mathcal{N}_A}{\mathcal{M}_{C_4H_{10}}} \times 10 = 1.826.10^{20} \text{ protons/cm}^2 \quad (3.3)$$

- $\Delta\theta$: la largeur des intervalles d'angle centre de masse est adaptée à la résolution atteinte par les méthodes de reconstruction. Avec une résolution de 5° c.m., résultant de la précision atteinte sur la détermination des angles des fragments aux angles arrière, une largeur de 6° permet d'avoir des distributions angulaires sans digitalisation.

- $\epsilon(\theta)$: l'efficacité totale est le produit de l'efficacité géométrique et de l'efficacité de reconstruction. Afin de déterminer ces efficacités, on procède à une simulation Monte-Carlo des réactions étudiées. Le résultat de cette simulation est ensuite analysé à l'aide des routines de reconstruction utilisées dans la reconstruction des données réelles. L'efficacité de reconstruction aux angles arrière centre de masse pour les réactions de transfert dépend fortement du bruit électronique (les pertes d'énergies de l'ion léger sont telles que le signal induit est très proche du seuil de détection). Le bruit n'étant pas pris en compte dans la simulation, il faut contrôler la valeur d'efficacité de reconstruction trouvée. Pour ce faire on se sert des données réelles : les événements pour lesquels un noyau léger atteint l'un des détecteurs silicium sont analysés avec l'algorithme de reconstruction. Le point d'impact du noyau avec le mur reconstruit dans ce traitement doit être inscrit dans l'image géométrique correspondant à la position du détecteur silicium sélectionné. En pratique, 90% des trajectoires sont correctement reconstruites. Ce nombre est pris en compte dans les courbes d'efficacités présentées sur la figure 3.11.

- Distributions angulaires expérimentales : les distributions angulaires résultantes pour

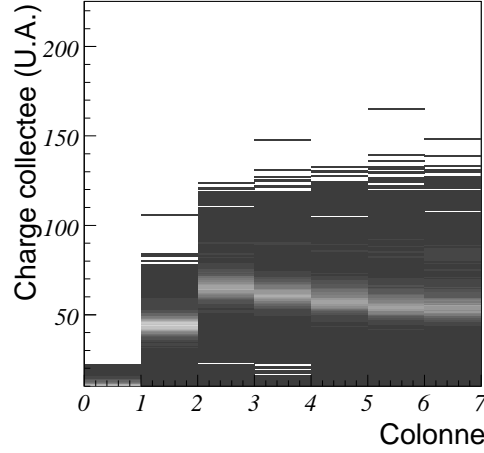


FIG. 3.10 – *Profil de charge obtenu sur les premières colonnes de pads, pour les événements déclenchés par le détecteur PPAC seul.*

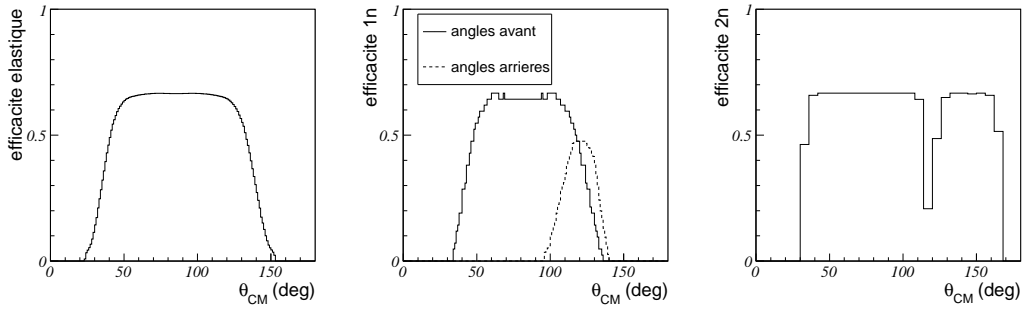


FIG. 3.11 – *Efficacités totales pour les trois études : la réaction de diffusion élastique (à gauche), celle de transfert d'un neutron vers le fondamental du ^{10}Li (avec $S_n(^{10}\text{Li}) = -25 \text{ keV}$), et celle de transfert de deux neutrons vers le fondamental du ^9Li (à droite).*

les réactions de transfert de deux neutrons vers l'état fondamental du ^9Li , et vers le premier état excité, celle pour le transfert d'un neutron intégré sur les états du ^{10}Li (jusqu'à environ 5 MeV d'énergie d'excitation), ainsi que la distribution angulaire pour la réaction de diffusion élastique sont présentées sur la figure 3.12. Les calculs théoriques effectués pour extraire les informations sur la structure du noyau de ^{11}Li de ces distributions angulaires sont présentés dans le chapitre suivant.

3.2 Etude des fonctions d'excitation des réactions de diffusion élastique et de transfert de deux neutrons

Les fonctions d'excitation pour les deux réactions de diffusion élastique et de transfert de deux neutrons ont été étudiées aux angles arrière centre de masse. En effet, l'étude

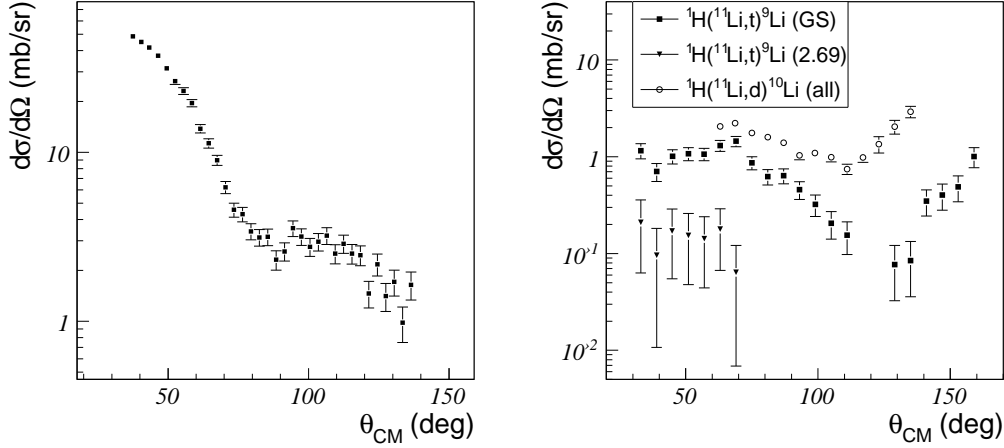


FIG. 3.12 – Distributions angulaires pour les réactions de diffusion élastique du ^{11}Li sur cible de proton à 4.3A MeV (à gauche), et pour les réactions de transfert d'un et deux neutrons à 4.3A MeV.

de la dépendance en énergie des réactions a pour but de déterminer l'éventuelle présence d'effets résonnants pour ces réactions. La formation d'un noyau composé est favorisée pour les petits paramètres d'impact, c'est à dire aux angles arrière dans le centre de masse. Nous allons présenter dans cette section la méthode utilisée pour cette étude, ainsi que les résultats obtenus.

3.2.1 Réglages du dispositif

Afin d'étudier la dépendance en énergie des réactions sur la plus grande plage d'énergie possible, il est nécessaire d'arrêter le faisceau à l'intérieur du détecteur, afin de couvrir une gamme en énergie allant de l'énergie incidente (52 MeV) à 0 MeV. Pour permettre une mesure de la perte d'énergie des isotopes de l'hydrogène dans les 5 derniers centimètres de gaz, il est nécessaire d'arrêter le faisceau au maximum à 230 mm de la fenêtre d'entrée. Pour ce faire, la pression d'isobutane est réglée sur 664 mbar (le parcours du ^{11}Li incident est alors de 228 mm). La tension appliquée sur les fils de l'anode est de 2 kV, ce qui permet d'observer le pic de Bragg des lithiums sans saturation du signal collecté sur les pads.

3.2.2 Sélection des voies de réaction

L'identification des particules est effectuée grâce aux corrélations entre leur perte d'énergie et l'énergie résiduelle. La sélection des protons s'arrêtant dans le silicium central est représentée sur la figure 3.13 (à gauche). On remarque sur cette figure que la résolution en charge du détecteur, ainsi que le gain trop faible rendent délicate l'identification des particules. Ceci vient du fait que le faisceau s'arrêtant en vis à vis de ce détecteur, il génère un bruit (électrons δ) sur celui-ci. Une sélection large est alors effectuée. L'identification est en revanche claire dans les autres détecteurs silicium (figure 3.13, droite)

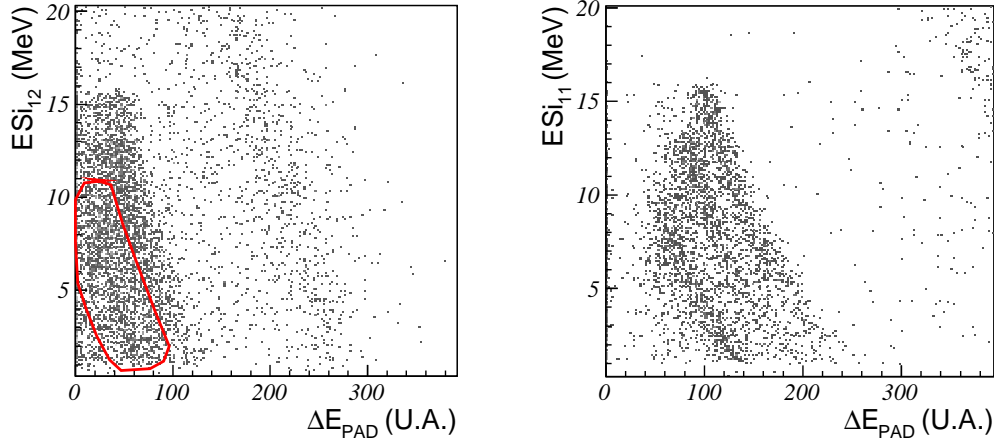


FIG. 3.13 – Sélection des différents isotopes de l'hydrogène à l'aide de la corrélation entre leur perte d'énergie dans les 5 derniers centimètres de MAYA et leur énergie mesurée dans le détecteur silicium central (à gauche) et un des détecteurs silicium adjacents (à droite) pour le dispositif à 664 mbar. Le contour rouge indique la position des protons pour le détecteur silicium central.

L'identification des particules étant effectuée, et l'angle centre de masse étant fixé, il ne reste que deux inconnues : l'énergie de réaction et l'énergie d'excitation du lithium dans l'état final. Il faut donc posséder deux informations cinématiques afin de pouvoir identifier complètement les événements. La mesure de l'énergie de l'hydrogène dans le détecteur silicium ou CsI donne l'une des informations. La seconde provient de la mesure indirecte de l'énergie du lithium. N'ayant pas accès directement au point de réaction, il est impossible de mesurer le parcours du lithium produit. On définit alors le parcours total comme la somme du parcours effectué par le noyau incident et celui effectué par l'éjectile lourd (voir figure 3.14). A un angle centre de masse donné, cette mesure est équivalente du point de vue cinématique à la mesure de l'énergie du noyau, la relation liant ces deux quantités étant bijective. Comme nous le verrons par la suite, on ne peut donner de formule analytique reliant ces deux quantités, et l'emploi d'une simulation s'avère nécessaire pour reconstruire l'énergie du partenaire lourd.

On peut ainsi construire les histogrammes bidimensionnels présentant les corrélations entre l'énergie mesurée du noyau léger et le parcours total du noyau lourd. Ces histogrammes sont présentés sur la figure 3.15 pour les réaction de diffusion élastique à 150° c.m. et à 175° c.m., ainsi que pour la réaction de transfert de deux neutrons à 175° c.m.

La ligne cinématique correspondant au transfert de deux neutrons vers l'état fondamental du ^9Li est clairement identifiée. L'identification est moins évidente pour la réaction de diffusion élastique, le continuum du ^{11}Li se trouvant à 369 keV de l'état fondamental. En outre, on note la présence d'un fond situé au dessus de la ligne cinématique de la réaction de diffusion élastique. Ce fond provient de la réaction de transfert d'un neutron, la sélection des protons étant effectuée de manière large. On remarque également l'absence de mesure entre 10 et 11 MeV. Ceci est dû au fait que les détecteurs CsI sont situés à 5

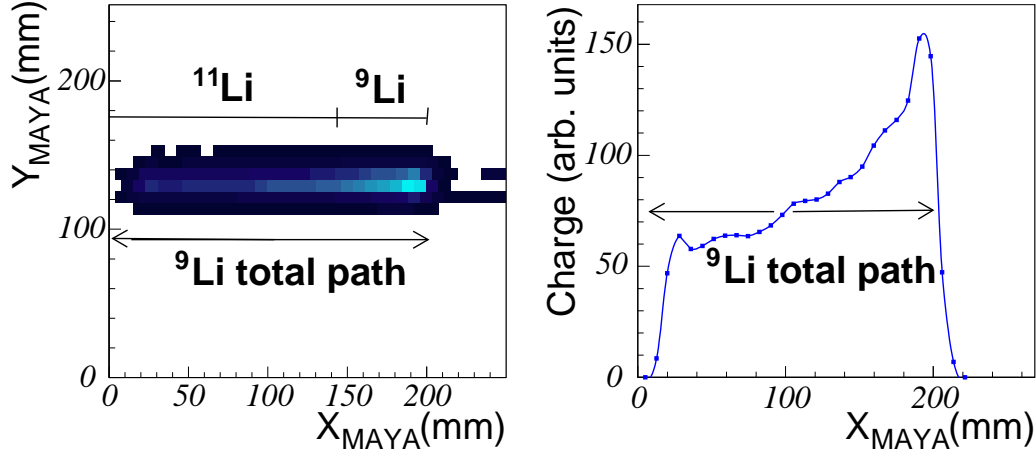


FIG. 3.14 – Définition du parcours total d'une particule comme la somme du parcours effectué par le faisceau et celui effectué par le noyau produit.

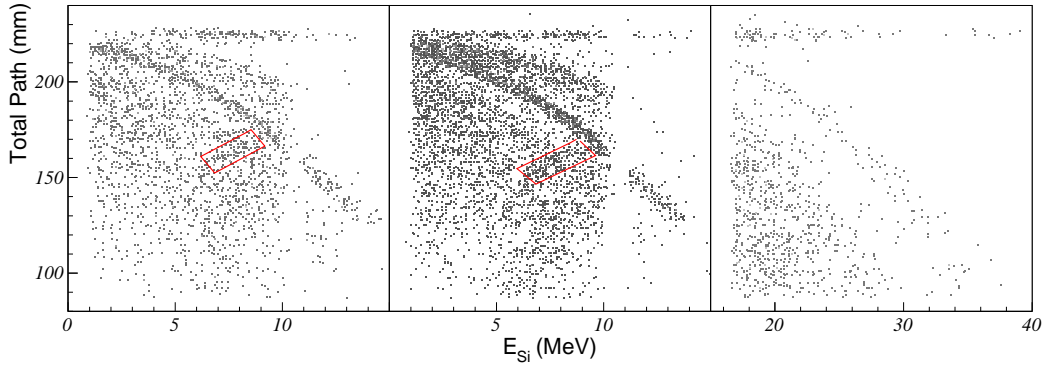


FIG. 3.15 – Corrélations entre l'énergie du partenaire léger et le parcours total du partenaire lourd pour les réactions de diffusion élastique et inélastique à 175° c.m. (à gauche) et à 150° c.m. (au milieu), et pour la réaction de transfert de deux neutrons à 175° (à droite). Les événements pour lesquels le parcours mesuré vaut 228 mm correspondent à des décroissances β du ^{11}Li pour lesquelles l'électron émis atteint le silicium.

cm des détecteur silicium. L'énergie des particules s'arrêtant dans ce volume de gaz n'est pas correctement reconstruite. On peut néanmoins sélectionner ces événements (point de rebroussement à gauche de la coupure, contour rouge) et reconstruire l'énergie totale du partenaire léger à partir sa perte d'énergie dans le silicium. Il faut cependant pour cette partie prendre en compte le bruit dû aux canaux inélastiques. Ceci est fait en déplaçant la sélection et en évaluant le nombre de coups présents dans le canal inélastique dans cette région. On estime ainsi que la contribution de la voie inélastique pour cette partie du spectre vaut environ 20%.

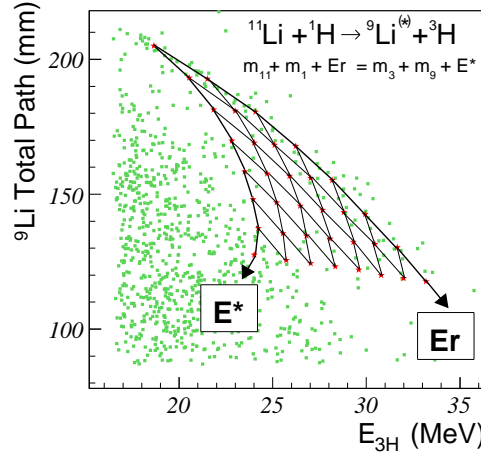


FIG. 3.16 – *Superposition des données expérimentales et du maillage obtenu par simulation d'événements pour différentes énergies de réaction et énergies d'excitation pour le cas de la réaction $^1\text{H}(^{11}\text{Li},t)^9\text{Li}^*$.*

3.2.3 Calcul de l'énergie de réaction

La sélection des voies de réaction étant effectuée, il faut extraire l'énergie à laquelle chaque réaction a eu lieu afin de pouvoir construire les fonctions d'excitation. Comme mentionné précédemment, on ne peut avoir accès au point de réaction que par l'intermédiaire de la corrélation entre l'énergie résiduelle du partenaire léger et le parcours total du partenaire lourd. Ces variables cinématiques dépendant des pertes d'énergie dans le gaz, il est impossible de trouver une relation analytique les reliant à l'énergie de réaction. On procède donc à une simulation, en générant des événements pour différentes énergies de réaction et différentes énergies d'excitation du noyau lourd final. Il faut auparavant ajuster la pression simulée ainsi que l'énergie incidente afin de reproduire les données de façon exacte. Un couple pression/énergie de (664 mbar/52.08 MeV) permet de reproduire au mieux les données correspondant à la ligne cinématique de la réaction de transfert de deux neutrons vers l'état fondamental du ^9Li (figure 3.16). Après analyse des événements simulés à l'aide de l'algorithme utilisé pour traiter les données réelles, on obtient un maillage que l'on peut superposer à l'histogramme expérimental (figure 3.16). On peut alors à l'aide d'une interpolation linéaire calculer l'énergie de réaction événement par événement.

Afin de comparer les données avec les calculs théoriques, il est préférable de se placer dans le système du centre de masse. La relation entre l'énergie dans le système du laboratoire et dans le système du centre de masse est la suivante :

$$E_{c.m.} = \frac{m_p}{m_p + m_{^{11}\text{Li}}} E_{lab} \quad (3.4)$$

3.2.4 Normalisation

La section efficace de réaction peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{E \pm dE} &= \frac{N_R}{N_{inc} N_{cible} \times d\Omega \times \epsilon} \\ &= \frac{N_R}{dE} \frac{dE}{dx} \frac{dx}{N_{cible}} \frac{1}{N_{inc} \times d\Omega \times \epsilon} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Comme précédemment, le nombre de particules incidentes est évalué avec le mode de déclenchement PPAC%. Le terme $\frac{dE}{dx}$ est calculé à l'aide des tables générées avec SRIM [38]. Le terme $\frac{N_{cible}}{dx}$ représente le nombre de protons par unité de volume présent dans la cible. L'angle solide couvert dans le système du laboratoire est évalué par une méthode Monte-Carlo pour chaque point en énergie. Enfin l'efficacité de détection/reconstruction est supérieure à 95%. En effet, la reconstruction des événements à 180° c.m. n'est sensible qu'au bon fonctionnement des rangées centrales de pads. Or, comme pour l'étude des réactions de transfert, le bon fonctionnement de l'électronique de détection est assuré en comparant le profil de charge induit sur les premières colonnes avec le profil moyen du faisceau. On peut ensuite exprimer la section efficace dans le système du laboratoire à l'aide du jacobien de la transformation. On obtient alors les fonctions d'excitation dans le centre de masse. Elles sont présentées sur la figure 3.17 pour la réaction de diffusion élastique et sur la figure 3.18 pour la réaction de transfert de deux neutrons. La fonction d'excitation pour la réaction de diffusion élastique présente une structure vers 3 MeV. Cette augmentation locale de la section efficace reflète la présence d'un état résonnant dans le noyau composé ^{12}Be . Les calculs effectués pour extraire les paramètres structuraux de cette résonance sont présentés dans le chapitre suivant. En ce qui concerne la fonction d'excitation de la réaction de transfert de deux neutrons, elle ne semble pas présenter de résonance. Néanmoins, la résolution atteinte n'est pas suffisante pour parvenir à une conclusion définitive : les études de R.J. Charity montrent la présence d'états résonants dans le ^{12}Be pour lesquels la voie de décroissance $^9\text{Li}+t$ est ouverte à légèrement plus basse énergie [45]. Il faudra donc envisager l'éventualité d'une composante résonante pour cette voie de réaction.

Ainsi, nous avons mesuré les distributions angulaires des réactions de diffusion élastique et de transfert d'un et de deux neutrons du ^{11}Li sur cible de protons à 4.3A MeV. La large acceptation angulaire de la cible active MAYA nous a permis d'effectuer ces mesures sur un large domaine d'angles centre de masse. En utilisant MAYA comme une cible épaisse, nous avons pu reconstruire la fonction d'excitation de la réaction de transfert de deux neutrons, ainsi que celle de la réaction de diffusion élastique à 175° et 150° c.m.

3.3 Une mesure de la masse du ^{11}Li par mesure de la chaleur de réaction

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, la masse des noyaux, c'est à dire leur énergie de liaison est un paramètre important en structure nucléaire. Dans le cas du

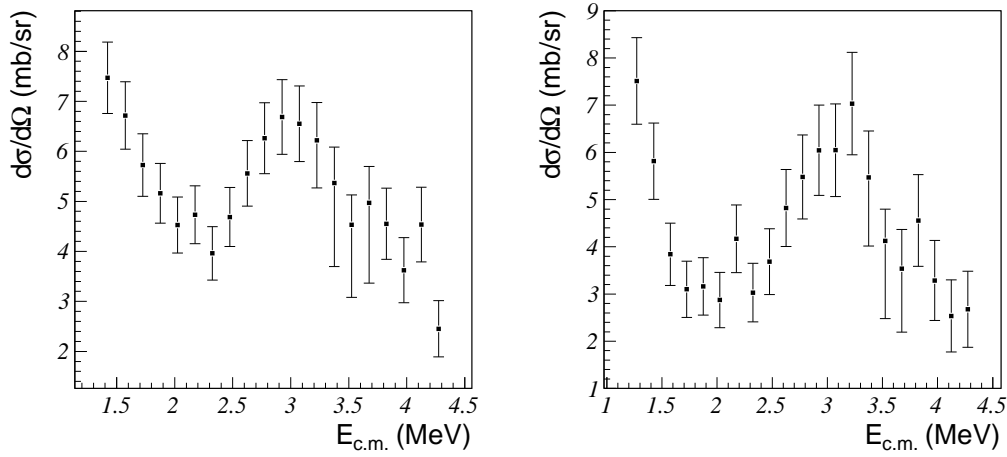


FIG. 3.17 – *Fonctions d'excitation pour la réaction $^1H(^{11}Li,p)^{11}Li$ (G.S.) à 150° c.m. (à gauche) et à 175° c.m. (à droite).*

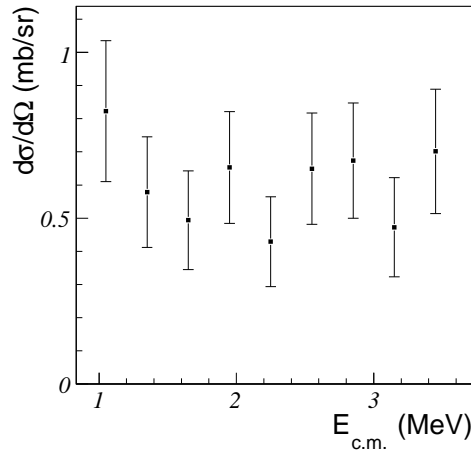


FIG. 3.18 – *Fonction d'excitation pour la réaction $^1H(^{11}Li,t)^9Li$ (G.S.) à 175° c.m.*

noyau de ^{11}Li , les mesures reportées dans les bases de données AME03 et NUDAT [20] donnent une énergie de séparation des deux neutrons de $S_{2n} = 299.6(19.4)$ keV. Les travaux récents effectués à l'aide le spectromètre MISTRAL et le piège de Penning TITAN donnent respectivement les valeurs très précises de $S_{2n} = 378(5)$ keV [46] et $S_{2n} = 369.15(65)$ keV [47]. Ces valeurs diffèrent de plus de 20% de la valeur tabulée, soit une variation d'au moins 10% sur la valeur calculée du rayon du halo. La mesure de la chaleur de réaction Q pour la réaction de transfert de deux neutrons obtenue dans ce travail permet d'obtenir une mesure indépendante de S_{2n} (notons que la mesure de TITAN a été réalisée postérieurement à l'expérience qui constitue la base de ce travail). L'énergie de séparation de deux neutrons et la chaleur de réaction sont directement reliées par l'intermédiaire de la formule :

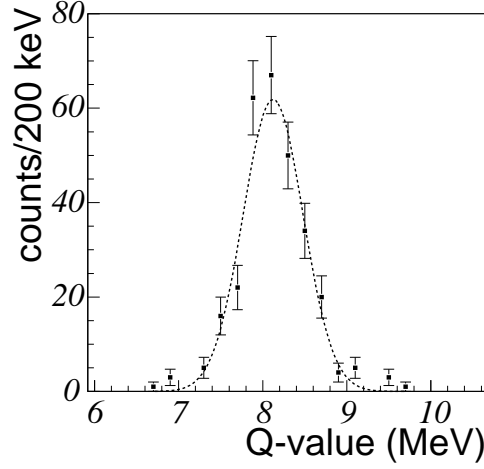


FIG. 3.19 – *Distribution en Q de réaction obtenue à partir de la corrélation angle-angle pour la réaction de transfert de deux neutrons $^1\text{H}(^{11}\text{Li}, ^9\text{Li})t$ à 4.3A MeV. Un ajustement de la distribution par une gaussienne permet d'extraire la valeur moyenne de $Q = 8.123(22)$ keV.*

$$\begin{aligned}
 S_{2n}(^{11}\text{Li}) &= m_{^{11}\text{Li}} - m_{^9\text{Li}} - 2m_n \\
 &= (S_{2n}(^3\text{H}) - m_{^3\text{H}} + m_p + 2m_n) + m_{^{11}\text{Li}} - m_{^9\text{Li}} - 2m_n \\
 &= S_{2n}(^3\text{H}) - Q_{^{11}\text{Li}(p,t)}
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

L'évaluation de la chaleur de réaction événement par événement pour le transfert de deux neutrons en configuration cible mince se fait par l'intermédiaire des corrélations entre l'angle du triton et l'angle du ^9Li suivant la formule suivante :

$$Q = E_{\text{reaction}} \left(\frac{m_{^{11}\text{Li}}}{\sin^2(\theta_{^9\text{Li}} + \theta_{^3\text{H}})} \left(\frac{\sin^2(\theta_{^3\text{H}})}{m_{^9\text{Li}}} + \frac{\sin^2(\theta_{^9\text{Li}})}{m_{^3\text{H}}} \right) - 1 \right) \tag{3.7}$$

On remarque que la masse du ^{11}Li intervient dans cette formule. Il faut donc procéder à plusieurs itérations, jusqu'à atteindre la convergence de l'algorithme. En pratique, cette convergence est assurée (à 2 keV près) au bout d'une seule itération, pour peu que la valeur de départ de la masse ne diffère pas trop de la masse réelle (typiquement moins de 500 keV). La figure 3.19 présente le spectre en Q de réaction obtenu à partir des événements présentés sur la figure 3.5, angles avant centre de masse uniquement.

Les différentes sources d'incertitudes expérimentales sur cette mesure sont présentées dans le tableau 3.2. L'incertitude dite statistique provient de l'ajustement gaussien du spectre. L'incertitude dite d'algorithme est l'incertitude due aux 2 keV résiduels provenant du calcul du Q de réaction. L'incertitude dite de corrélation des angles vient du fait que les angles ne sont pas parfaitement calculés. En effet, la source d'incertitude la plus importante dans le calcul des angles est la détermination de l'angle du plan de réaction. L'incertitude de corrélation des angles est évaluée à partir de la variation du Q de réaction avec l'angle

TAB. 3.2 – *Sources d’incertitudes expérimentales pour la mesure du Q de réaction par la corrélation angle-angle.*

source d’incertitude	σ (keV)
Statistique	22
Corrélation des angles	4
Energie du faisceau	10
Algorithme	2
Total	25

du triton et celui du ^9Li . Enfin, l’incertitude sur l’énergie du faisceau provient du fait que le point de réaction n’est pas parfaitement déterminé. La valeur de 10 keV est trouvée en prenant une incertitude de 1 cm sur le point de réaction. Finalement, les carrés de ces incertitudes expérimentales s’ajoutent pour donner l’incertitude totale de 25 keV. La valeur de l’énergie de séparation de deux neutrons du ^{11}Li mesurée par cette méthode vaut donc $S_{2n} = 359(25)$ keV.

Nous avons également mesuré la chaleur de réaction pour le transfert de deux neutrons en cible épaisse (dispositif identique à celui utilisé pour l’étude de la fonction d’excitation de la réaction de diffusion élastique), à 175° c.m., et à une énergie incidente de $2.9A$ MeV. Les quantités pertinentes sont alors l’énergie du partenaire léger et le parcours total du noyau lourd. Afin d’obtenir une mesure de Q événement par événement, il faut projeter l’analogie du spectre bidimensionnel de la figure 3.16 sur l’axe en énergie d’excitation (figure 3.21). Pour tester cette technique, nous avons étudié la réaction de transfert de deux neutrons du ^9Li sur cible de proton, pour laquelle le Q de réaction est bien connu (2.38693(9) MeV [47], [48]). Le spectre en Q de réaction extrait est présenté sur la figure 3.20. Ceci nous a permis en outre de calibrer les pertes d’énergie dans MAYA des différents partenaires communs aux deux réactions (couple pression-énergie incidente). Nous avons ensuite appliqué un traitement identique aux données de transfert de deux neutrons du ^{11}Li , et extrait le spectre en Q de réaction présenté sur la figure 3.21. Les sources d’incertitude pour cette mesure sont présentées dans le tableau 3.3. L’incertitude statistique provient de l’ajustement gaussien du spectre. L’incertitude dite de parcours total résulte de l’incertitude de la détermination du parcours du ^9Li dans le gaz, qui est de 2 mm. L’incertitude sur la pression, qui était de 1%, génère une incertitude de 12 keV sur la mesure du Q de réaction. Finalement, les carrés de ces incertitudes expérimentales s’ajoutent pour donner l’incertitude totale de 42 keV. La valeur de l’énergie de séparation de deux neutrons du ^{11}Li mesurée par cette méthode vaut donc $S_{2n} = 376(42)$ keV.

En combinant ces deux mesures, nous avons donc extrait une valeur moyenne de l’énergie de séparation de deux neutrons du ^{11}Li de $S_{2n} = 363(25)$ keV. Ces résultats ont été publiés dans la référence [49]. La valeur mesurée est en bon accord avec les mesures de MISTRAL et de TITAN, ce qui confirme la validité de la méthode. Cette méthode de mesure de masse par mesure de Q de réaction à l’aide d’une cible active peut être étendue à des noyaux de plus court temps de vie et à faible intensité.

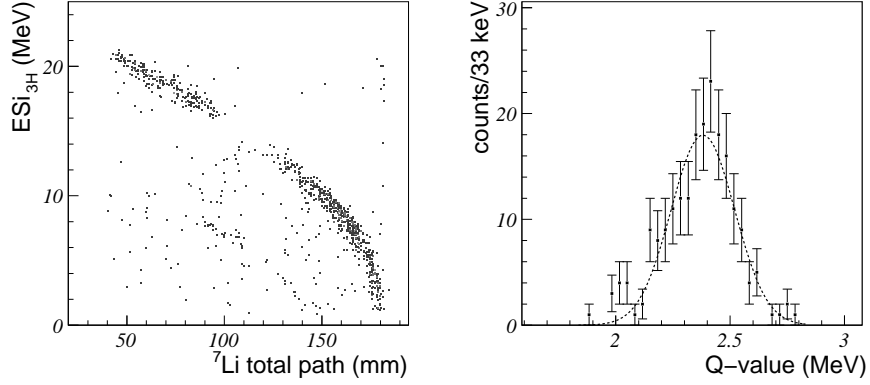


FIG. 3.20 – *Distribution en Q de réaction obtenue à partir de la corrélation énergie-énergie pour la réaction de transfert de deux neutrons $^1\text{H}(^9\text{Li}, ^7\text{Li})t$ à 175° c.m.. Un ajustement de la distribution par une gaussienne permet d'extraire la valeur moyenne de $Q = 2.381(10)$ keV.*

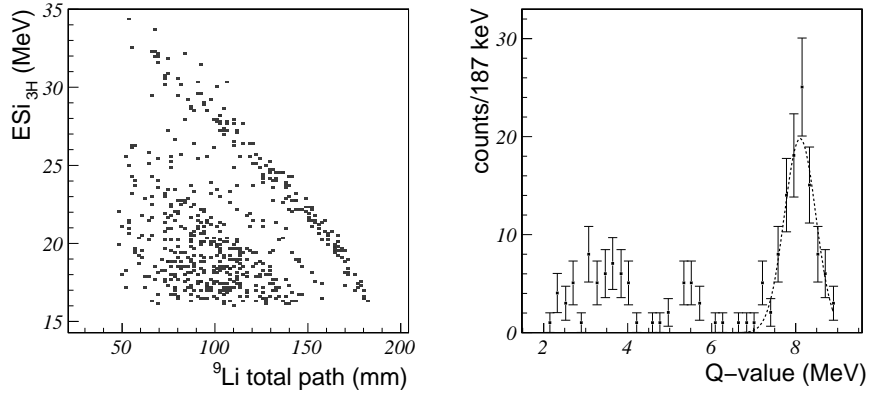


FIG. 3.21 – *Distribution en Q de réaction obtenue à partir de la corrélation énergie-énergie pour la réaction de transfert de deux neutrons $^1\text{H}(^{11}\text{Li}, ^9\text{Li})t$ à 175° c.m.. Un ajustement de la distribution par une gaussienne permet d'extraire la valeur moyenne de $Q = 8.106(40)$ keV.*

TAB. 3.3 – *Sources d'incertitudes expérimentales pour la mesure du Q de réaction par la corrélation énergie-énergie.*

source d'incertitude	σ (keV)
Statistique	40
Parcours total	3
Pression	12
Total	42

Chapitre 4

Interprétation des résultats

Dans ce chapitre, nous allons présenter le formalisme des calculs utilisés pour analyser les distributions angulaires des réactions de diffusion et de transfert, ainsi que de ceux utilisés pour traiter la dépendance en énergie de la réaction de diffusion élastique. Nous verrons ensuite comment nous avons utilisé ces calculs pour extraire des informations sur la structure du halo de neutron du ^{11}Li et sur la structure du ^{12}Li . Les problèmes rencontrés dans cette analyse seront discutés et d'éventuelles solutions proposées.

4.1 Formalisme des calculs

4.1.1 Calculs en matrice R

La méthode de la matrice R est une méthode de résolution de l'équation de Schrödinger qui permet de traiter de manière identique états liés et non liés d'un système quantique. Elle est particulièrement adaptée aux calculs de collisions entre noyaux et particulièrement aux calculs de diffusion résonante. Il existe deux aspects distincts de la matrice R [50] : un aspect théorique permettant d'effectuer des prédictions de structure du noyau composé à partir de potentiels optiques, et un aspect phénoménologique permettant de calculer des sections efficaces de réaction à partir de paramètres de structure. Nous allons nous intéresser ici uniquement à la partie phénoménologique de la théorie.

Décomposition en ondes partielles

La collision dans l'espace de deux particules en mécanique quantique est un problème qui, tout comme en mécanique classique, peut être ramené à un problème à une particule et à une dimension, par la séparation du mouvement du centre de masse. Le problème se résume alors à la résolution de l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \varphi(\mathbf{r}, t) = H \varphi(\mathbf{r}, t) \quad (4.1)$$

où l'opérateur hamiltonien est donné par :

$$H = T + V(r) \quad (4.2)$$

où V décrit l'interaction entre les noyaux participant à la collision, et T leur énergie cinétique. La conservation de l'énergie totale implique que l'équation 4.1 possède des solutions stationnaires. Ces fonctions d'ondes obéissent à l'équation de Schrödinger stationnaire

$$H\varphi_E(\mathbf{r}) = E\varphi_E(\mathbf{r}) \quad (4.3)$$

En outre, le mouvement de la particule hypothétique est celui d'une particule dans un potentiel central, ce qui implique la conservation du moment cinétique. En particulier les fonctions d'ondes $\varphi_E(\mathbf{r})$ sont également des fonctions propres des opérateurs moment cinétique au carré et projection du moment cinétique \mathbf{L}^2 et L_z . Ces opérateurs forment avec le hamiltonien H un ensemble complet d'observables qui commutent. Les états propres correspondants sont appelés ondes partielles. Leur expression peut être séparée en une partie radiale et une partie angulaire :

$$\varphi_{Elm}(\mathbf{r}) = \frac{u_{El}(r)}{r} Y_l^m(\theta, \phi) \quad (4.4)$$

En introduisant cette expression dans l'équation 4.3, on obtient l'équation de Schrödinger radiale :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{l(l+1)}{r^2} + V(r) \right) u_{El}(r) = E u_{El}(r) \quad (4.5)$$

où μ est la masse effective du système. On reconnait le potentiel effectif :

$$V_l(r) = \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{l(l+1)}{r^2} + V(r) \quad (4.6)$$

Matrice de collision et déphasages

La diffusion d'une particule par un noyau peut être traitée comme la diffusion d'une onde par un potentiel. La particule incidente est considérée comme étant un onde plane car elle est produite loin du noyau cible (comparé à sa taille). De même, les détecteurs sont placés suffisamment loin de la cible pour considérer uniquement le comportement asymptotique de l'onde diffusée. On peut montrer que la fonction d'onde solution de l'équation 4.5, pour une collision entre deux particules de charges Z_1e et Z_2e à une énergie centre de masse E peut s'écrire sous la forme [51] :

$$\begin{aligned} \lim_{r \rightarrow \infty} u_{El}(r) &\propto e^{-i(kr - \eta \ln(2kr) + \sigma_l(k) - l\frac{\pi}{2})} \\ &- e^{-i(kr - \eta \ln(2kr) + \sigma_l(k) - l\frac{\pi}{2})} \times U_l(k) \end{aligned} \quad (4.7)$$

où k est le vecteur d'onde et η le paramètre de Sommerfeld. Ils sont donnés par :

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} \quad \text{et} \quad \eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2 \mu}{4\pi \epsilon_0 \hbar^2 k} \quad (4.8)$$

L'expression de la fonction d'onde radiale fait également intervenir des déphasages, qui sont dus à la présence du potentiel. On distingue plusieurs types de déphasages. Le déphasage

centrifuge $-l\pi/2$ est nul pour les ondes s ($l=0$). Le déphasage coulombien σ_l , produit par le potentiel coulombien, est l'argument de la fonction Γ d'Euler évaluée en $z = l + 1 + i\eta$:

$$\sigma_l(k) = \arg \Gamma(l + 1 + i\eta) \quad (4.9)$$

Finalement, le déphasage dû à la partie nucléaire du potentiel $\delta_l(k)$ est contenu dans la matrice de collision $U_l(k)$. Dans le cas où seule une voie de réaction est ouverte, on peut écrire :

$$U_l(k) = e^{2i\delta_l(k)} \quad (4.10)$$

Ce déphasage peut être réel ou imaginaire. Son expression reflète la présence des termes nucléaires, de courte portée. Les paramètres structurels des états peuplés lors des réactions résonnantes y apparaissent explicitement : l'expression des déphasages réels pour l'onde partielle l lorsqu'une seule voie de réaction est ouverte est la suivante :

$$\tan(\delta_l) = -\frac{F_l(ka) - kaR_l(E)F'_l(ka)}{G_l(ka) - kaR_l(E)G'_l(ka)} \quad (4.11)$$

où F_l et G_l sont respectivement les fonctions coulombiennes régulières et irrégulières. Le terme a est appelé rayon du canal de réaction. Il s'agit d'un paramètre d'approximation qui n'a pas de réel sens physique. Il doit refléter la distance à partir de laquelle le potentiel nucléaire devient négligeable devant le potentiel coulombien. On prend généralement la distance de contact entre les deux noyaux :

$$a = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad \text{avec} \quad r_0 \cong 1.2 \text{ fm} \quad (4.12)$$

L'équation 4.11 fait également apparaître la matrice R . Celle-ci rend compte de la structure des l'état résonnant de moment angulaire orbital l . S'il existe N états résonnants dans l'onde partielle l , on a :

$$R_l \cong \sum_{n=1}^N \frac{\gamma_{nl}^2}{E - E_{nl}} \quad (4.13)$$

où les γ_{nl} sont les largeurs réduites des états. Elles sont reliées aux largeurs physiques par :

$$\Gamma = \frac{2ka\gamma_{nl}^2}{F_l^2(ka) + G_l^2(ka)} \quad (4.14)$$

On peut remarquer dans l'équation 4.11 que le terme en F_l/G_l est dominant loin de la résonance. Le déphasage qui lui est associé est appelé déphasage de sphère dure. C'est le déphasage créé par un mur de potentiel purement coulombien situé en $r = a$.

La généralisation à plusieurs voies est possible. La matrice de collision n'est alors plus un simple nombre complexe, mais une matrice de la taille du nombre de voies ouvertes. On peut montrer que l'expression générale des éléments de la matrice de collision pour le canal de réaction $c \rightarrow c'$ est :

$$U_{cc'} = Z_{cc'}^{-1} Z_{cc'}^* \quad (4.15)$$

avec

$$Z_{cc'} = O_c(k_c a) \delta_{cc'} - a \sqrt{\frac{k_c}{k_{c'}}} R_{cc'} O_{c'}(k_{c'} a) \quad (4.16)$$

où

$$O_c(k_c a) = G(k_c a) + iF(k_c a) \quad (4.17)$$

Les éléments de la matrice R s'écrivent alors :

$$R_{cc'} = \sum_{n=1}^N \frac{\gamma_{cnl} \gamma_{c'nl}}{E - E_{nl}} \quad (4.18)$$

où les γ_{cnl} sont maintenant des largeurs partielles.

Expression des sections efficaces

La section efficace d'une réaction s'exprime comme le carré du module de l'amplitude de diffusion [52]. Il est possible de séparer les différentes composantes de l'amplitude de diffusion en une composante coulombienne f_{coul} ne rendant compte que de l'interaction coulombienne entre les deux noyaux et une composante additionnelle f_{add} . Ainsi, on peut écrire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = |f_{coul}(E, \theta) + f_{add}(E, \theta)|^2 \quad (4.19)$$

Le terme coulombien s'écrit :

$$f_{coul}(E, \theta) = -\frac{\eta}{2k \sin^2(\theta/2)} e^{2i(\sigma_0 - \eta \ln \sin(\theta/2))} \quad (4.20)$$

En l'absence de terme nucléaire, c'est à dire si $f_{add} = 0$, on retrouve bien l'expression de la section efficace de Rutherford. Dans le cas où seule une voie de réaction est ouverte, l'expression de l'amplitude additionnelle est la suivante :

$$f_{add}(E, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{2i\sigma_l(k)} \frac{U_l(E) - 1}{2ik} P_l(\cos \theta) \quad (4.21)$$

où les polynômes P_l sont les polynômes de Legendre.

Dans le cas général, il faut prendre en compte le spin des noyaux mis en jeu. Ayant $I_1 = \|\mathbf{J}_p\|$ et $I_2 = \|\mathbf{J}_t\|$ les spins du projectile et de la cible, la section efficace différentielle de réaction pour le canal de réaction $c \rightarrow c'$ est [53] :

$$\frac{d\sigma_{cc'}}{d\Omega_{c'}} = \frac{1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \sum_{ss'\nu\nu'} |f_{coul} \delta_{cc' ss'\nu\nu'} + f_{add}|^2 \quad (4.22)$$

avec l'amplitude additionnelle :

$$f_{add} = \frac{i\sqrt{\pi}}{k_c} \sum_{J_T M_T l' m'} \sqrt{2l+1} \langle sl\nu 0 | J_T M_T \rangle \langle s'l'\nu' m' | J_T M_T \rangle T_{csl, c's'l'}^{J_T} Y_{m'}^{l'}(\Omega_{c'}) \quad (4.23)$$

et la matrice T directement reliée à la matrice U par :

$$T_{csl, c's'l'}^{J_T} = e^{2i(\sigma_{c'l'} - \sigma_{c'0})} \delta_{csl, c's'l'} - U_{csl, c's'l'}^{J_T} \quad (4.24)$$

TAB. 4.1 – *Domaine de variation des indices de sommation des équations 4.22 et 4.23. Les indices notés " ' " désignent la voie de sortie. Leur domaine de variation est identique.*

Indice	Domaine de variation
s	$[I_1 - I_2 ; I_1 + I_2]$
ν	$[-s ; s]$
l	$[0 ; \infty]$
m	$[-l ; l]$
J_T	$[l - s ; l + s]$
M_T	$[-J_T ; J_T]$

La formule 4.22 permet d'exprimer la section efficace dans la base dite de spin de canal (channel spin basis). Le spin total \mathbf{J}_T est obtenu à partir des spins \mathbf{J}_t et \mathbf{J}_p de la cible et du projectile par les sommations vectorielles suivantes :

$$\mathbf{S} = \mathbf{J}_p + \mathbf{J}_t \quad \text{et} \quad \mathbf{J}_T = \mathbf{S} + \mathbf{L} \quad (4.25)$$

Ainsi, les domaines de variation des indices de sommation sont présentés dans le tableau 4.1.

En outre, les coefficients de Clebsch Gordan $\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle$ sont nuls lorsque $M \neq m_1 + m_2$. Par conséquent, les sommations sur les indices m' et M_T de l'équation 4.23 se résument aux termes :

$$M_T = \nu \quad \text{et} \quad m' = \nu - \nu' \quad (4.26)$$

Ce formalisme va nous servir par la suite à calculer la fonction d'excitation pour la réaction de diffusion élastique, en vue d'extraire les paramètres de la résonance isobarique analogue peuplée.

4.1.2 Formalisme des réactions de transfert

Approximation de Born en ondes distordues (DWBA)

La DWBA est l'approximation la plus simple et la plus couramment utilisée pour calculer les sections efficaces différentielles des réactions de transfert. Elle suppose que toutes les voies de réaction sont négligeables devant la diffusion élastique. La section efficace associée à une réaction à deux corps $A + a \rightarrow B + b$ peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\alpha}{k_\beta} \frac{1}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \sum_{M_A M_a M_B M_b} |\mathcal{A}_{\alpha\beta}|^2 \quad (4.27)$$

où α et β désignent respectivement les voies d'entrée et de sortie, μ_α et μ_β sont les masses réduites des systèmes $A + a$ et $B + b$. $M_{A,a,B,b}$ sont les nombres quantiques magnétiques associés aux particules A , a , B et b , et I_A , I_a sont les spins respectifs de A et a . Les nombres d'onde des voies d'entrée et de sortie sont notés k_α et k_β . L'amplitude de diffusion est quant à elle notée $\mathcal{A}_{\alpha,\beta}$.

On peut montrer que l'équation de Schrödinger associée à cette réaction peut se mettre de façon équivalente sous deux formes :

$$(H_{\alpha,\beta} + T_{\alpha,\beta} + U_{\alpha,\beta})\psi_{\alpha,\beta}^{(+),(-)} = E\psi_{\alpha,\beta}^{(+),(-)} \quad (4.28)$$

où les indices et exposants $_{\alpha}^{(+)}$ et $_{\beta}^{(-)}$ désignent les fonctions d'ondes respectivement entrantes et sortantes. $H_{\alpha,\beta}$ décrit uniquement l'état interne des fragments, $T_{\alpha,\beta}$ l'énergie cinétique du mouvement relatif des noyaux dans la voie de réaction considérée, et $U_{\alpha,\beta}$ le potentiel d'interaction entre les deux noyaux de la voie α ou β . Ce potentiel peut être décomposé comme il suit :

$$U_{\alpha,\beta} = V_{\alpha,\beta} + W_{\alpha,\beta} \quad (4.29)$$

où $V_{\alpha,\beta}$ décrit la diffusion élastique $\alpha \rightarrow \alpha$ et $\beta \rightarrow \beta$. L'interaction résiduelle $W_{\alpha,\beta}$ est quant à elle responsable de la transition $\alpha \rightarrow \beta$.

On définit alors les ondes planes ϕ et diffusées χ , solutions respectives des équations :

$$H_{\alpha,\beta} \mid \phi_{\alpha,\beta} \rangle = \epsilon_{\alpha,\beta} \mid \phi_{\alpha,\beta} \rangle \quad \text{et} \quad (T_{\alpha,\beta} + V_{\alpha,\beta}) \mid \chi_{\alpha,\beta} \rangle = E_{\alpha,\beta} \mid \chi_{\alpha,\beta} \rangle \quad (4.30)$$

où $\epsilon_{\alpha,\beta}$ et $E_{\alpha,\beta}$ sont telles que leur somme est égale à l'énergie de la réaction.

L'amplitude de diffusion $\mathcal{A}_{\alpha,\beta}$ peut ainsi s'exprimer de deux manières différentes, suivant que le hamiltonien du système est exprimé dans la voie α ou β [54], [55] :

$$\mathcal{A}_{\alpha,\beta} = \langle \chi_{\beta}^{(-)} \phi_{\beta} \mid W_{\beta} \mid \psi_{\alpha}^{(+)} \rangle \quad (\text{prior}) \quad (4.31)$$

$$= \langle \psi_{\beta}^{(-)} \mid W_{\alpha} \mid \chi_{\alpha}^{(+)} \phi_{\alpha} \rangle \quad (\text{post}) \quad (4.32)$$

En utilisant le formalisme des fonctions de Green, il est possible de développer la fonction d'onde totale $\psi_{\alpha}^{(+)}$ en une série de Born [55] :

$$\mid \psi_{\alpha}^{(+)} \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} (G_{\alpha}^{(+)} W_{\alpha})^n \chi_{\alpha}^{(+)} \mid \phi_{\alpha} \rangle \quad (4.33)$$

où $G_{\alpha}^{(+)}$ est le propagateur de Green de l'onde distordue par le potentiel V_{α} :

$$G_{\alpha}^{(+)} = \frac{1}{E - (H_{\alpha} + T_{\alpha} + V_{\alpha}) + i\epsilon_{\alpha}} \quad (4.34)$$

L'approximation de Born consiste à ne garder que le premier terme de ce développement en série. Ceci revient à considérer que le processus élastique est dominant dans la voie de réaction α .

Les potentiels optiques

Le potentiel produisant l'onde distordue est généré par le champ produit par les A nucléons de la cible. Ce potentiel est l'analogue de l'indice de réfraction en optique. Il est généralement complexe, sa partie imaginaire rendant compte des phénomènes d'absorption

de flux dans la voie élastique. Dans la suite, nous ne considérerons que des potentiels de la forme :

$$V(r) = V_c(r) + Vf(x_0) + V_{SO} \vec{\sigma} \cdot \vec{l} \left(\frac{\hbar}{M_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{SO}) + i \left(Wf(x_W) - 4W_D \frac{d}{dx_D} f(x_D) \right) \quad (4.35)$$

On reconnaît dans cette expression le potentiel coulombien V_c , et les fonctions de forme f des potentiels qui sont dans notre cas des fonctions de Woods-Saxon :

$$f(x_i) = \frac{1}{1 + e^{x_i}} \quad \text{avec} \quad x_i = \frac{r - r_i A^{1/3}}{a_i} \quad (4.36)$$

Approximation de Born des Canaux Couplés (CCBA) et Canaux de Réaction Couplés (CRC)

Lorsque les processus inélastiques ne sont plus négligeables devant le processus élastique, il est nécessaire de les traiter explicitement. Ceci fait l'objet de l'approche en canaux couplés CCBA. Il est également possible de traiter de façon explicite les voies de transfert, au travers de l'approche en Canaux de Réactions Couplés (CRC). La figure 4.1 illustre les différents chemins autorisés pour aller d'une configuration à une autre pour les trois formalismes DWBA, CCBA et CRC.

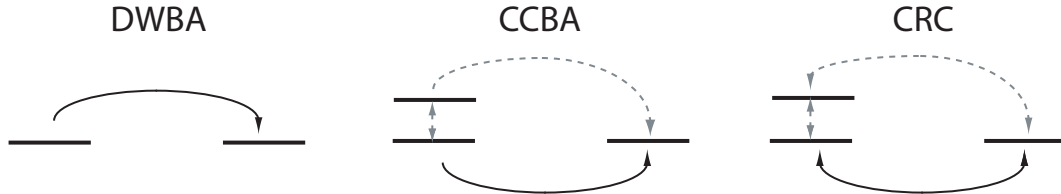


FIG. 4.1 – *Différents chemins autorisés pour passer d'une configuration à une autre dans les formalismes DWBA, CCBA et CRC.*

L'approche en canaux couplés est particulièrement utile pour traiter les réactions avec des noyaux faiblement liés, pour lesquels certaines voies de réaction tels le transfert ou la réaction de cassure nucléaire, sont assez importantes. Les travaux de V. Lapoux et collaborateurs sur le noyau de ${}^6\text{He}$ ont permis de mettre en évidence l'importance du couplage à la réaction de cassure nucléaire, dont la prise en compte est nécessaire pour reproduire la distribution angulaire de diffusion élastique [56] du noyau de ${}^6\text{He}$ sur cible de ${}^{12}\text{C}$. L'importance du couplage aux voies de transfert a également été mis en évidence dans des données de diffusion élastique du ${}^{10,11}\text{Be}$ sur cible de protons [57], ou dans le traitement des réactions induites par un faisceau de ${}^8\text{He}$ à 15.64 MeV sur cible de protons [58].

4.2 Interprétation des données de diffusion élastique résonnante

4.2.1 Position du problème

L'état peuplé dans le ^{12}Be est un état isobarique analogue du ^{12}Li , noyau riche en neutrons non lié, c'est à dire un état d'isospin $T=3$ car il peut décroître par proton (conservation d'isospin). Comme illustré sur la figure 4.2, cet état peut décroître non seulement par proton, mais aussi par neutron (chaleur de réaction positive). En décrivant l'état isobarique analogue en terme d'excitations une particule un trou (figure 4.3), il est possible de connaître les rapports d'embranchement en particules indépendantes pour les voies de décroissance proton et neutron. Si on note T_0 l'isospin de l'état fondamental du ^{11}Li , alors on a les rapports suivants pour un état isobarique analogue du ^{12}Li de largeur Γ_{TOT} [59] :

$$\Gamma_p^{sp} = \frac{1}{2T_0 + 1} \times \Gamma_{TOT} \quad \text{et} \quad \Gamma_n^{sp} = \frac{2T_0}{2T_0 + 1} \times \Gamma_{TOT} \quad (4.37)$$

La description de l'état isobarique analogue en terme d'excitation une particule un trou n'étant qu'une approximation, il faut ajouter un facteur spectroscopique S rendant compte du recouvrement de l'état peuplé $|C\rangle$ avec l'état cible+projectile $|T + P\rangle$. On a ainsi :

$$\Gamma_{p,n} = S \times \Gamma_{p,n}^{sp} \quad \text{avec} \quad S = \langle C | T + P \rangle \quad (4.38)$$

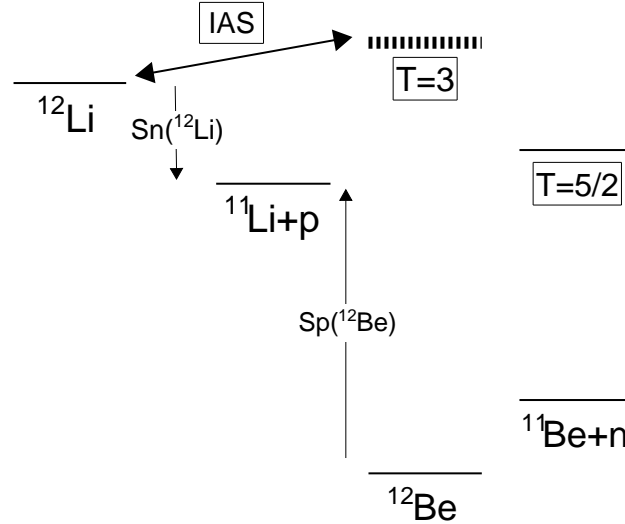


FIG. 4.2 – Schéma de niveau utilisé pour décrire la réaction de diffusion élastique résonnante.

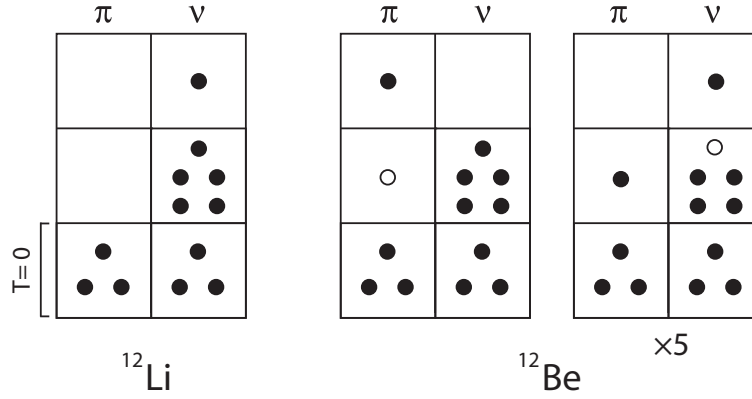


FIG. 4.3 – *Etats isobariques analogues vus comme des excitations de particules indépendantes. Pour un état isobarique analogue du ^{12}Li observé dans le ^{12}Be , il existe une seule configuration avec une excitation proton, et cinq configurations différentes avec une excitation neutron.*

Il est donc nécessaire d'utiliser le formalisme à plusieurs voies pour décrire la réaction. En outre, comme illustré sur la figure 4.4, il semble que l'approximation à un niveau ne soit pas suffisante pour décrire les données : la section efficace expérimentale suit la section efficace de Rutherford jusqu'à une énergie d'environ 2 MeV, alors que la diffusion potentielle calculée avec les déphasages de sphères dures est environ dix fois plus élevée, la barrière coulombienne étant située à environ 1.22 MeV. Deux solutions sont alors envisageables : la première consiste à prendre en compte tous les états du ^{12}Be présents dans la plage d'énergie d'excitation couverte dans MAYA, c'est à dire entre 23 et 28 MeV. Pour ce faire, il faut effectuer un calcul complet de structure à l'aide d'un modèle adapté aux états du continu, tel le Gamow Shell Model [60]. Il s'agit ensuite de procéder au traitement en matrice R de tous ces états. Cette méthode est en théorie possible, mais n'a jamais été testée [61]. En outre, elle nécessite des calculs complets donnant non seulement la position et la largeur des niveaux dans le ^{12}Be , mais aussi les largeurs partielles de décroissance de ces états, ceci afin de réduire le nombre de paramètres libres dans le calcul en matrice R. Or, les travaux de R.J. Charity [45] montrent l'existence d'états décroissant par $^9\text{Li}+t$, $^8\text{He}+\alpha$, ou encore $^6\text{He}+^6\text{He}$, dans ce domaine d'énergie d'excitation. Il est pour le moment impossible d'effectuer des calculs GSM pour de tels états. Cette piste reste tout de même ouverte.

La seconde solution consiste à prendre en compte les autres voies de réactions à l'aide de déphasages complexes, et effectuer un calcul en matrice R à deux voies et un niveau. Pour ce faire, deux approches sont possibles. La première approche, utilisée par G.V. Rogachev [61] consiste à laisser libre la partie imaginaire des déphasages et à l'ajuster sur les données de diffusion résonnante. Cette approche est discutable car elle introduit de nouveaux paramètres libres dans l'ajustement. La seconde approche, plus classique (voir par exemple les références [62] et [63]), consiste à utiliser un potentiel optique reproduisant les distributions angulaires hors résonance. Il s'agit ensuite d'utiliser les déphasages complexes afin de calculer la section efficace. Nous avons choisi d'utiliser cette méthode pour traiter les données de diffusion élastique résonnante du ^{11}Li sur cible de protons. Il nous faut donc

extraire le potentiel optique de la distribution angulaire de diffusion élastique à 4.3A MeV, c'est à dire assez loin de la résonance. Ceci fait l'objet de la prochaine partie.

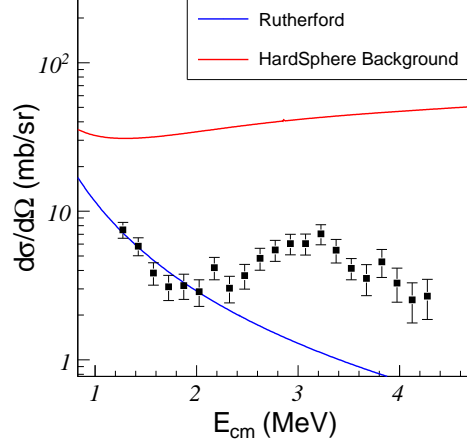


FIG. 4.4 – Comparaison des données de diffusion élastique résonnante à 175° c.m. avec un calcul de diffusion potentielle ne prenant en compte que des déphasages de sphère dure.

4.2.2 Calcul avec un potentiel Coulombien seul

Etant donné que la section efficace pour la réaction de diffusion élastique suit la section efficace de Rutherford jusqu'à une énergie d'environ 2 MeV centre de masse, il peut être judicieux d'effectuer un calcul en matrice R simple, en supprimant la partie nucléaire du potentiel optique. Ce faisant, les effets d'interférences disparaissent, et avec eux l'information sur la parité de l'état. Il reste tout de même possible de discuter le moment angulaire de la résonance en se basant sur des arguments de structure. En effet, la largeur réduite de particule indépendante pour une résonance se trouvant à une énergie E dans le centre de masse est donnée par :

$$\gamma_{sp} = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2\mu a}} u_r(a) \quad (4.39)$$

En approximant le potentiel par un potentiel carré de rayon a , il vient que :

$$\gamma_{sp} = \sqrt{\frac{2E}{(ka)^2}} \quad (4.40)$$

La figure 4.5 présente la largeur réduite de particule indépendante ainsi calculée en fonction de l'énergie pour différentes ondes partielles.

En combinant les équations 4.14, 4.37 et 4.40, on obtient l'expression de la largeur partielle proton de l'état en fonction de l'énergie :

$$\Gamma^p = \frac{4E}{ka (F_l^2(ka) + G_l^2(ka))} \times \frac{1}{2T_0 + 1} \times S \quad (4.41)$$

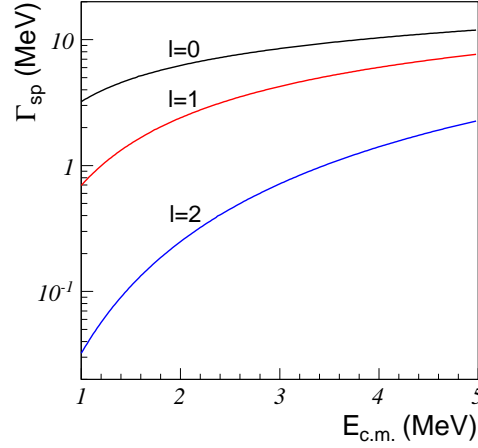


FIG. 4.5 – *Largeur réduite de particule indépendante attendue pour différentes ondes partielles.*

En négligeant les effets d'interférences, il est possible d'évaluer la position de la résonance comme la "position du pic" dans la section efficace. Le résultat du calcul en matrice R pour une résonance en $l = 2$ à 3 MeV avec un facteur spectroscopique $S = 0.8$ est présenté sur la figure 4.6. Les largeurs partielles sont fixées par les valeurs théoriques, et seul le facteur spectroscopique permet de modifier la largeur totale de la résonance à une énergie fixée. On remarque que dans ce cas la section efficace au maximum de la résonance est trop importante. Or, la valeur de la section efficace à l'énergie de résonance varie comme le rapport Γ_p/Γ_{tot} , qui est dans ce cas fixé à $1/6$. De cette observation on déduit qu'il y a certainement plus de deux voies de réactions ouvertes. Il faut donc prendre en compte les autres voies de réaction dans le calcul. Ne connaissant pas les caractéristiques des autres voies ouvertes, on effectue un nouvel ajustement des données avec seulement deux voies ouvertes, mais en laissant libre le rapport Γ_p/Γ_{tot} . Le résultat de l'ajustement du spectre à 175° est présenté sur la figure 4.7. Les paramètres permettant de minimiser le χ^2 sont les suivants :

$$E_r = 3.0\text{MeV} \quad \text{et} \quad \Gamma_{tot} = 1.1\text{MeV}$$

A 3 MeV, les largeurs totales (modèle de particule indépendantes) attendues pour les ondes partielles $l=0, 1$ et 2 sont respectivement 7.58 MeV, 5.28 MeV et 1.91 MeV. Ainsi, il semble possible d'exclure un état s , car le facteur spectroscopique serait alors de seulement 0.14. En outre, les prédictions modèle en couche de B.A. Brown [64] et de N.A.F.M. Poppelier [65] permettent d'exclure les états de parité positive (états $\pi p_{3/2} \otimes \nu p_{1/2}$) à si basse énergie d'excitation, l'orbitale $\nu 0p_{1/2}$ étant occupée. En revanche, un état d peut être envisagé, avec un facteur spectroscopique de 0.57. Les récents travaux de Y. Aksyutina [66] indiquent la présence d'un état virtuel s comme état fondamental du ^{12}Li . L'énergie de séparation d'un neutron du ^{12}Li serait donc très légèrement négative. Comme illustré sur la figure 4.2, l'état isobarique analogue du fondamental du ^{12}Li se trouverait à une

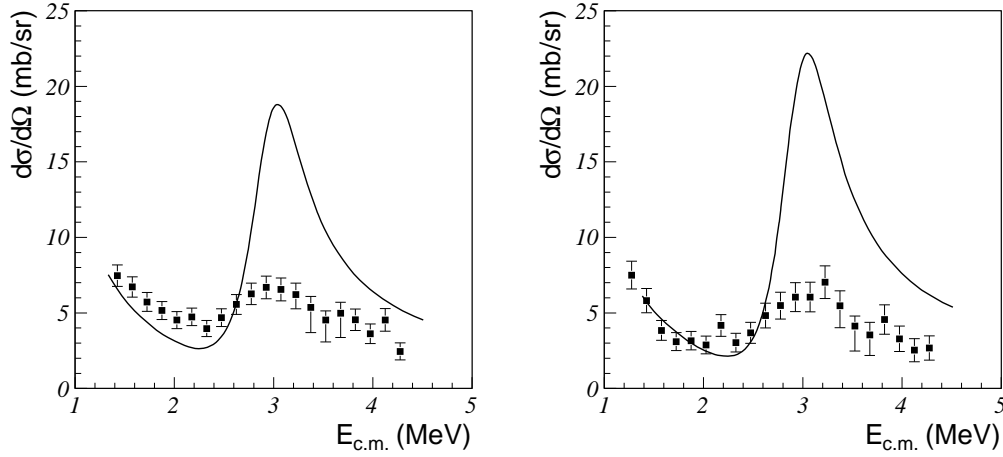


FIG. 4.6 – *Calculs en matrice R à 150° c.m. (à gauche) et 175° c.m. (à droite). L'énergie de résonance $l = 2$ est fixée à 3 MeV, le facteur spectroscopique à 0.8. Les largeurs partielles sont fixées aux valeurs théoriques.*

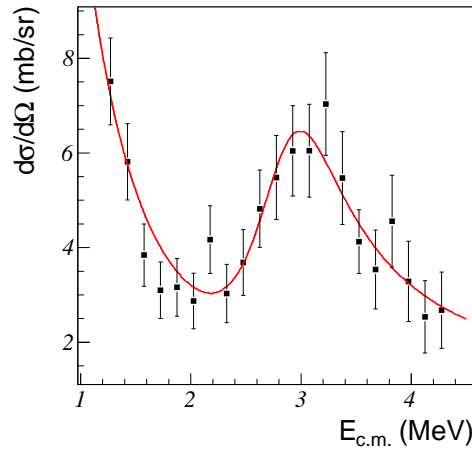


FIG. 4.7 – *Ajustement en matrice R à 175° c.m. Les paramètres minimisant le χ^2 sont : $E_r = 3.0$ MeV et $\Gamma_{tot} = 1.1$ MeV.*

énergie centre de masse de :

$$E_{seuil} = \Delta E_c(^{12}\text{Be}-^{12}\text{Li}) - S_n(^{12}\text{Li}) \approx 1.5 \text{ MeV} \quad (4.42)$$

ΔE_c est le déplacement coulombien et vaut 1.5(2) MeV dans le cas présent. Ainsi, le résultat de Y. Aksyutina n'est pas en désaccord avec le nôtre. Nous avons observé un état isobarique analogue du ^{12}Li dans le ^{12}Be . En se basant sur les résultats de Y. Aksyutina, cet état serait l'isobarique analogue d'un état situé à 1.5 MeV d'énergie d'excitation. Cet état est probablement un état d avec un facteur spectroscopique élevé. La possibilité d'un mélange s et d reste également à être envisagée. Des calculs plus réalistes avec prise en

compte de la partie nucléaire du potentiel sont nécessaires pour parvenir à une conclusion définitive.

Enfin, une méthode alternative, utilisée pour l'étude des états isobariques analogues de noyaux riches en neutrons non liés au travers de leur décroissance neutron est présentée en annexe A, pour le cas particulier de la résonance ${}^7\text{He}$.

4.3 Extraction du potentiel optique pour la voie d'entrée ${}^{11}\text{Li}+p$

Comme nous l'avons précisé précédemment, il est nécessaire de disposer du potentiel optique pour la voie d'entrée si l'on veut procéder à des calculs en matrice R fiables, mais également pour procéder à l'analyse des données de transfert. Pour ce faire, nous avons mesuré la distribution angulaire de la réaction de diffusion élastique à 4.34 MeV. Il nous faut alors ajuster les différents paramètres du potentiel optique afin de reproduire cette distribution.

4.3.1 Potentiels optiques globaux

Nous pouvons choisir comme valeurs de départ des paramètres du potentiel les valeurs données par les potentiels optiques globaux. Ces potentiels permettent de calculer la valeur des paramètres du potentiel en fonction de la masse et de la charge nucléaire des noyaux mis en jeu, ainsi que l'énergie à laquelle la réaction a lieu. Ils ont été construits en ajustant des distributions angulaires de diffusion élastique pour plusieurs noyaux et à plusieurs énergies. Ces ajustements ont été effectués pour la plupart dans les années 70-80, et les données utilisées pour la construction de tels potentiels portaient sur des noyaux stables, ou proches de la stabilité. La dépendance en isospin des potentiels globaux pourrait donc ne pas s'appliquer aux noyaux radioactifs. En outre, ils sont pour la plupart donnés comme valables à des énergies supérieures à quelques dizaines de MeV par nucléon. On peut néanmoins essayer de les appliquer au cas de la diffusion élastique du ${}^{11}\text{Li}$ sur proton à 4.34 MeV. La figure 4.8 montre le résultat de calculs effectués avec le code FRESCO [67] pour différentes paramétrisations. La paramétrisation CH89 de R.L. Varner [68] est donnée valide pour $A > 40$ et $E < 50$ MeV. Celle de F.D. Becchetti et G.W. Greenlees [69] est également valide pour $A > 40$ et $E < 50$ MeV et celle de G.M. Perey et F.G. Perey [70] est prescrite pour $A > 40$ et $E > 10$ MeV. Les valeurs des paramètres des potentiels utilisés sont résumées dans le tableau 4.2. Notons que la profondeur du potentiel imaginaire volumique prescrite dans les trois cas considérés est inférieure à 1 MeV (pour le potentiel CH89), voire nulle. Nous ferons donc l'approximation que ce potentiel est nul.

On remarque que toutes ces prescriptions donnent des sections efficaces environ trois fois plus élevées que nos données. Ce désaccord est important et reflète d'importants phénomènes d'absorption de flux.

TAB. 4.2 – Paramètres des potentiels optiques globaux utilisés pour la voie $^{11}\text{Li}+p$. à $4.3A$ MeV

	V	r_v	a_v	W_d	r_d	a_d	V_{so}	r_{so}	a_{so}
	(MeV)	(fm)	(fm)	(MeV)	(fm)	(fm)	(MeV)	(fm)	(fm)
CH89	58.1	1.15	0.69	12.9	1.14	0.69	5.9	0.80	0.63
B&G	64.0	1.17	0.75	16.2	1.32	0.83	6.2	1.01	0.75
Perey	63.7	1.25	0.65	13.5	1.25	0.47	7.5	1.25	0.47

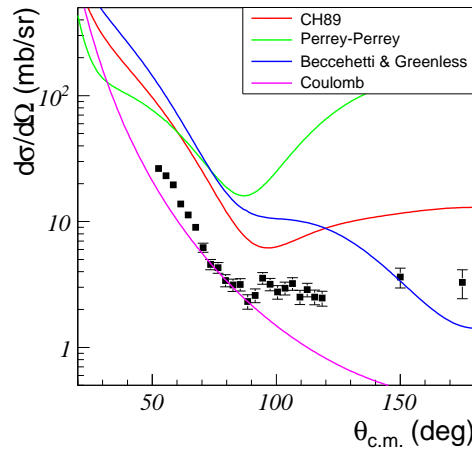


FIG. 4.8 – Comparaison entre les données expérimentales de diffusion élastique et les calculs effectués avec des potentiels optiques globaux. Les deux derniers points aux angles arrière proviennent des données en cible épaisse.

4.3.2 Ajustement du potentiel optique

Bien que les potentiels optiques globaux ne reproduisent pas les données expérimentales, on peut tout de même tenter d'ajuster les paramètres pour reproduire la distribution angulaire. L'ajustement est possible, et les paramètres permettant de minimiser la valeur du χ^2 sont présentés dans le tableau 4.3. La section efficace ajustée est présentée sur la figure 4.9.

TAB. 4.3 – Valeur des paramètres ajustés sur les données de diffusion élastique.

Potentiel	V (MeV)	r (fm)	a (fm)
Réel	50.4	1.09	0.84
Surfacique	144.4	1.12	0.1
Spin-Orbite	6.04	0.81	0.61

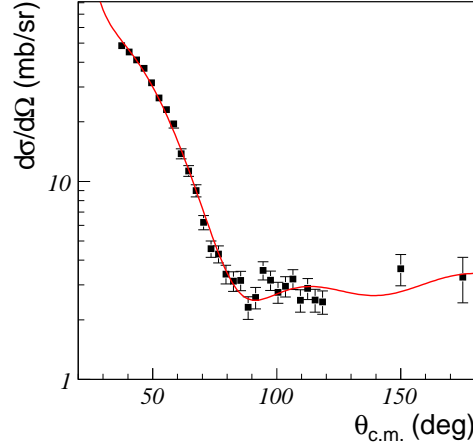


FIG. 4.9 – *Section efficace de diffusion élastique résultant d'un ajustement des paramètres du potentiel optique sur les données.*

Les valeurs pour les potentiels réels et spin orbite sont relativement proches des prescriptions systématiques, à l'exception peut être de la profondeur du potentiel réel, plus faible de 15% environ. En revanche, la partie surfacique imaginaire doit être modifiée de façon déraisonnable : l'absorption semble se résumer à une fonction delta de Dirac située à la surface du noyau. Cette paramétrisation n'a pas de sens physique, et ne fait que refléter une absorption de flux très importante en surface. Afin de traiter correctement ces données de diffusion élastique, il est nécessaire de procéder à un calcul en voies couplées. En effet, les sections efficaces de transfert d'un et deux neutrons ne sont pas négligeables devant la section efficace de diffusion élastique. De la même manière, la réaction de cassure nucléaire du halo doit jouer un rôle considérable, le noyau de ^{11}Li n'étant lié que par 365 keV. Il faut alors inclure le couplage au continuum dans les calculs théoriques. En outre, la résonance à environ 3 MeV donne lieu à une augmentation de la section efficace d'un facteur deux environ aux angles arrière. Il est donc nécessaire de prendre en compte cet effet dans les calculs en voies couplées. La complexité de tels calculs n'a pas permis de les réaliser dans le cadre de ce travail.

4.4 Analyse de la distribution angulaire de la réaction de transfert de deux neutrons.

Bien que n'ayant pas réussi à extraire un potentiel optique satisfaisant pour la voie d'entrée, nous avons tout de même effectué des calculs DWBA pour analyser la distribution angulaire de la réaction de transfert de deux neutrons. Les énergies de séparation d'un et deux neutrons du ^{11}Li étant très proches (25 keV d'après la table de masse AME03), on peut s'attendre à ce que le transfert des deux neutrons s'effectue aussi bien de manière directe que de manière séquentielle, en passant par les états du ^{10}Li . Les calculs effectués prennent ainsi en compte les deux modes de transfert. Ces calculs ont été effectués par

I.J. Thompson, sur les données à 4.3A MeV présentées dans ce travail, ainsi que sur des données identiques prises à 3A MeV par I. Tanihata, avec le même dispositif. La partie suivante présente le détails des calculs effectués sur les données à 3A MeV.

4.4.1 Potentiels optique utilisés

Les différents potentiels utilisés sont calculés à partir des paramétrisations globales. Pour la voie d'entrée $^{11}\text{Li}+p$, la paramétrisation de F.D. Becchetti et G.W. Greenlees [69] est utilisée. Pour la voie de sortie directe $^9\text{Li}+t$, le potentiel global issu de la référence [71] est pris en compte. Enfin, pour le transfert séquentiel, la voie $^{10}\text{Li}+d$ est décrite à l'aide du potentiel proposé par W.W. Daehnick [72]. Le tableau 4.4 présente les valeurs des paramètres composant ces différents potentiels à une énergie incidente de 3A MeV.

TAB. 4.4 – *Paramètres des potentiels optiques globaux utilisés pour décrire le transfert de deux neutrons à 3A MeV.*

	V (MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)	W (MeV)	W_d (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)	V_{so} (MeV)	r_{so} (fm)	a_{so} (fm)
$^{11}\text{Li}+p$	54.06	1.17	0.75	2.37	16.87	1.32	0.82	6.2	1.01	0.75
$^{10}\text{Li}+d$	85.8	1.17	0.76	1.12	11.86	1.32	0.73	0		
$^9\text{Li}+t$	1.42	1.16	0.78	28.2	0	1.88	0.61	0		

4.4.2 Fonctions d'ondes utilisées

La quantité que l'on veut extraire est le facteur spectroscopique de l'état fondamental du ^{11}Li , ceci afin de déterminer sa structure. Ne pouvant dériver cette quantité directement d'un ajustement des données, il faut effectuer les calculs pour différents modèles du noyau ^{11}Li , et les comparer aux données. Pour ce faire, plusieurs modèles à trois corps ont été générés [21], correspondant à un pourcentage croissant pour la composante $(2s_{1/2})^2$ dans la fonction d'onde de l'état fondamental du ^{11}Li . Le tableau 4.5 résume quelques propriétés de ces fonctions d'ondes.

TAB. 4.5 – *Caractéristiques des fonctions d'ondes utilisées pour modéliser le noyau de ^{11}Li .*

Modèle	S_{2n} (MeV)	$\langle R_m \rangle$ (fm)	$(2s_{1/2})^2$ (%)	$(1p_{1/2})^2$ (%)
P0	0.33	3.05	3	94
P2	0.32	3.39	31	64
P3	0.33	3.64	45	51

Une fonction d'onde à trois corps a également été utilisée pour modéliser le triton. Les noyaux de ^{10}Li et le deuton ont été décrits à l'aide de modèles à deux corps.

4.4.3 Détail des calculs

Des calculs DWBA multi-étapes ont été effectués. Comme illustré sur la figure 4.10, le transfert simultané de deux neutrons a été couplé au transfert séquentiel via les états s et p de plus basse énergie du ^{10}Li .

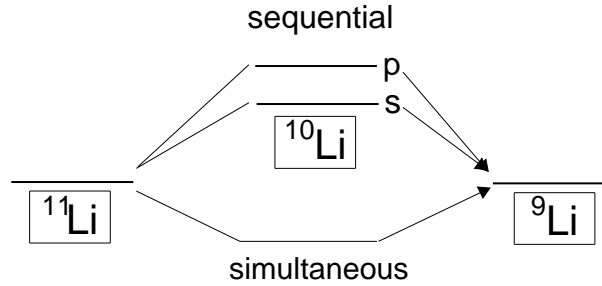


FIG. 4.10 – Schéma du calcul DWBA multi-étapes effectué.

Le recouvrement des fonctions d'onde du proton et du triton étant à 99% une onde S , le transfert simultané des deux neutrons du halo n'est sensible qu'au pourcentage d'onde S présent dans la fonction d'onde du ^{11}Li . Les résultats du calcul du transfert simultané à $3A$ MeV sont présentés sur la figure 4.11 (à droite). On remarque que la forme de la distribution angulaire ne varie pas suivant le modèle considéré, mais la section efficace augmente lorsque le pourcentage d'onde s augmente. Le résultat du transfert séquentiel est présenté également sur la figure 4.11 (à gauche). Dans ce cas, la forme de la distribution dépend du modèle utilisé : ceci est la conséquence des interférences entre les chemins passant par l'état s et p du ^{10}Li .

Finalement, la section efficace résultant du couplage de ces voies de réaction est présentée sur la figure 4.12, pour les données à $3A$ et $4.3A$ MeV.

4.4.4 Interprétation et conclusion

On remarque que la forme de la distribution n'est pas correctement reproduite, notamment au niveau du minimum. Néanmoins, il semblerait que les modèles s'accordant au mieux en amplitude avec les données, sont ceux incluant une forte corrélation entre les neutrons du halo. On ne peut cependant pas être quantitatif, le modèle de réaction utilisé étant trop simpliste. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, les voies de transfert d'un et deux neutrons ne peuvent être négligées devant la réaction de diffusion élastique. Il est donc nécessaire de procéder à des calculs en canaux de réaction couplés (CRC). En outre le deuton n'étant lié que par 2.22 MeV, il est nécessaire d'inclure le couplage à ses états du continuum. De la même manière, il est nécessaire de coupler les calculs aux voies peuplant le continuum du ^{10}Li . Enfin, il semble que la cassure nucléaire du ^{11}Li joue également un rôle important, et il faut donc l'inclure dans les calculs. Ces couplages sont

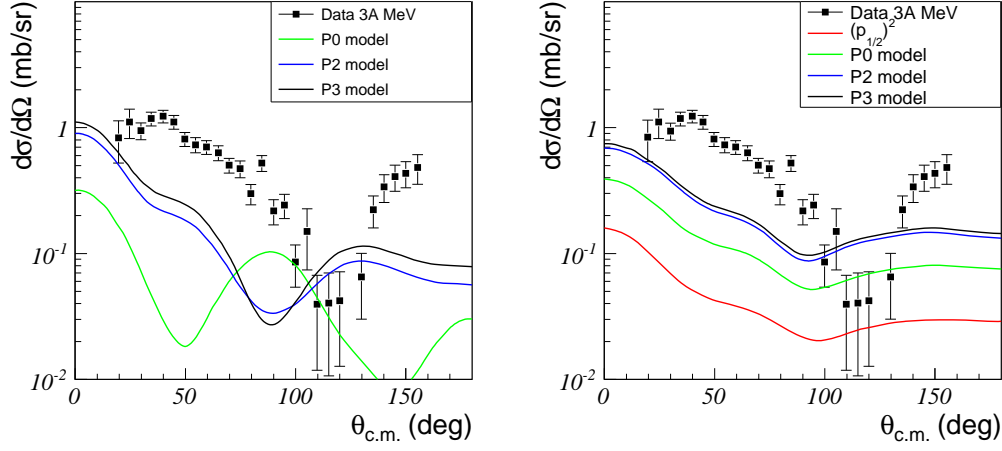


FIG. 4.11 – Calcul de la distribution angulaire à 3A MeV résultant du transfert simultané (à droite) et séquentiel (à gauche) des deux neutrons du halo pour différentes fonctions d'ondes du ^{11}Li .

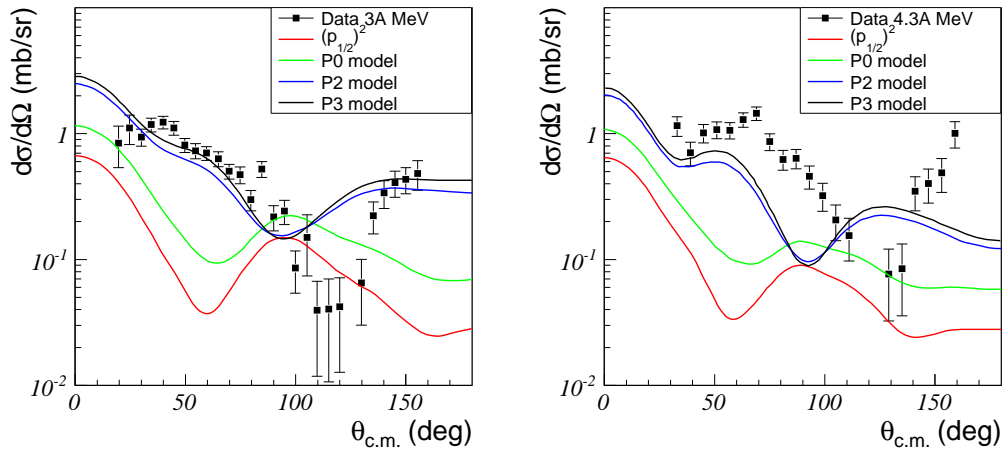


FIG. 4.12 – Calcul DWBA multi-étapes de la distribution angulaire à 3A [73] (à gauche) et 4.3A MeV (à droite) résultant du transfert des deux neutrons du halo pour différentes fonctions d'ondes du ^{11}Li .

décrits par le formalisme CDCC. Ce type de calcul complet est en théorie faisable, mais le nombre de voies de réaction à coupler étant très important, il se peut que la puissance de calcul actuellement disponible ne soit pas suffisante. En outre, nous avons également vu que la réaction de diffusion élastique n'est pas complètement directe vers 3 MeV centre de masse. Le traitement de la résonance ne peut donc être séparé du traitement des réactions directes. Les outils actuellement disponibles ne permettent malheureusement pas d'effectuer de tels calculs.

Conclusions et perspectives

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, le problème de la structure des noyaux de $^{10,11,12}\text{Li}$ n'est pas encore complètement résolu. S'il est maintenant clairement établi du point de vue expérimental que l'orbitale neutron $2s_{1/2}$ se déplace de la couche sd vers la couche p dans cette région, l'évaluation de la position de cette orbitale avec le nombre de nucléons n'est pas encore totalement comprise. Afin d'essayer de répondre à cette question, nous avons choisi d'étudier les réactions de diffusion élastique et de transfert d'un et deux neutrons du ^{11}Li sur cible de protons, ceci afin de sonder la structure du halo de neutron du ^{11}Li . L'étude du noyau de ^{12}Li a été effectuée par l'intermédiaire de ses états isobariques analogues dans le ^{12}Be . Afin de disposer de la meilleure couverture angulaire possible, et pour pouvoir étudier la dépendance en énergie des réactions étudiées, nous avons utilisé la cible active MAYA. Nous avons ainsi pu obtenir des données très complètes en une seule expérience d'environ une semaine, avec un faisceau d'intensité relativement faible.

L'analyse de la réaction de transfert de deux neutrons a permis tout d'abord de mesurer l'énergie de séparation de deux neutrons du ^{11}Li par la mesure de la chaleur de réaction. La valeur de $S_{2n}=363(25)$ keV est en bon accord avec les mesures précises effectuées par MISTRAL et TITAN, montrant ainsi l'efficacité de MAYA pour mesurer les masses des noyaux à temps de vie très court, avec des faisceaux de faible intensité. En outre, une analyse DWBA multi-étapes de la distribution angulaire pour le transfert de deux neutrons à $3A$ et $4.3A$ MeV a permis de mettre en évidence le fait que les deux neutrons composant le halo du ^{11}Li sont fortement corrélés. Cependant, si l'amplitude de la distribution angulaire peut être reproduite, la forme ne l'est pas complètement. Le minimum de la distribution est décalé de près de 20° . Des calculs plus complets incluant notamment le couplage aux états du continuum du ^9Li seront nécessaires pour quantifier le degré de mélange.

La fonction d'excitation mesurée à 150° et 175° c.m. pour la réaction de diffusion élastique montre une résonance à environ 3 MeV centre de masse, qui pourrait être attribuée à un état isobarique analogue du ^{12}Li dans le ^{12}Be . L'analyse en matrice R de ces données avec uniquement un potentiel d'interaction coulombien a permis d'évaluer la largeur de cet état. La valeur de $\Gamma \approx 1.1$ MeV, a été comparée aux largeurs de particules indépendantes attendues pour des états neutrons s et d . Un état s aurait ainsi un facteur spectroscopique faible ($S \approx 0.14$) alors qu'un état d serait plus pur ($S \approx 0.57$). L'éventualité d'un mélange s, d doit également être envisagée. Des calculs plus réalistes avec prise en compte de la partie nucléaire du potentiel d'interaction sont nécessaires pour parvenir à une conclusion définitive.

Enfin, contrairement aux prédictions des modèles optiques globaux, la distribution angulaire de la réaction de diffusion élastique mesurée à $4.3A$ MeV s'est révélée être proche

en amplitude de la section efficace de Rutherford, ceci bien au delà de l'angle de grazing, reflétant ainsi une absorption de flux importante dans la voie élastique. En effet, l'amplitude des réactions de transfert d'un et deux neutrons du ^{11}Li est comparable à celle de la diffusion élastique. De la même manière, le noyau de ^{11}Li n'étant lié que par 0.36 MeV, il est probable que la réaction de cassure nucléaire absorbe une quantité de flux considérable. Des calculs avec discrétisation du continuum sont nécessaires pour évaluer la contribution de cette voie de réaction.

Ainsi, une étude expérimentale quasi-complète des réactions induites à basse énergie par un faisceau de ^{11}Li sur cible de protons a été réalisée pour la première fois. Cette étude représente un cas idéal pour l'utilisation des cibles actives. En outre, l'analyse des données a montré que, du fait de la faible énergie de liaison du noyau de ^{11}Li , un grand nombre de voies de réactions sont ouvertes, et tous ces processus sont interconnectés : il ne semble pas possible d'effectuer un traitement séparé des différentes voies de réaction. Le traitement simultané des voies élastique et de transfert est possible grâce au formalisme CRC. Néanmoins, il est impossible pour le moment de traiter directement le couplage à la voie de diffusion élastique résonante.

Une méthode de traitement pas à pas pourrait être développée : il s'agirait d'extraire des données résonantes la matrice de collision élastique, en prenant en compte toutes les voies de réaction ouvertes ainsi que tous les états peuplés dans le ^{12}Be . Il faudrait ensuite utiliser le potentiel optique résultant de l'inversion de la matrice de collision et procéder au traitement en voies couplées des distributions angulaires, en incluant les états du continuum pour les noyaux de $^{9,10,11}\text{Li}$ et le deuton. Un tel traitement semble cependant irréaliste pour le moment, car la puissance de calcul requise est trop importante.

Afin de simplifier le traitement des données, il faudrait réaliser l'expérience à plus haute énergie (vers 10 A - 20 A MeV), l'importance des voies résonantes diminuant considérablement lorsque l'énergie augmente. Il n'existe actuellement pas d'installation capable de délivrer un faisceau de ^{11}Li d'intensité convenable à cette énergie, et il faudra certainement attendre la prochaine génération de source d'ions/accélérateur tels ISAC2-Phase 2, HIE-ISOLDE et EURISOL.

L'étude des réactions de transfert à basse énergie avec des noyaux faiblement liés est un domaine où les données expérimentales sont très en avance sur les calculs théoriques. L'interprétation des données récoltées dans ce travail nécessitera des efforts théoriques importants.

Annexe A

Etude des états isobariques analogues du noyau de ${}^7\text{He}$

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, les réactions de diffusion élastique résonantes sont un outil efficace pour l'étude des noyaux non liés riches en neutrons. En outre, comme mentionné précédemment, le rapport d'embranchement pour la voie de décroissance neutron de l'état isobarique analogue est plus grand que le rapport d'embranchement pour la voie proton. Dans le cas de faisceaux de très basse intensité, il est intéressant d'étudier cette voie de réaction. Cette idée a été proposée par G.V. Rogachev et collaborateurs avec la réaction ${}^1\text{H}({}^6\text{He},n){}^6\text{Li}(0^+,T=1)$ afin de faire la spectroscopie des états isobariques analogues du ${}^7\text{He}$ [62]. Cependant, étant donné qu'ils utilisèrent une cible solide épaisse de $(\text{CH}_2)_n$, le noyau de ${}^6\text{Li}$ produit ne pouvait sortir de la cible. Ils identifièrent donc les réactions en détectant les neutrons produits. Or, les détecteurs de neutrons actuels ne possèdent pas une efficacité très importante (typiquement 20%). Le gain dû au facteur isobarique analogue est alors largement compensé par la faible efficacité de détection. On se propose donc d'étudier ce type de réaction avec MAYA, en identifiant les réactions en détectant directement les fragments chargés s'arrêtant dans la cible. Cette technique possède plusieurs avantages : non seulement la section efficace est intégrée sur les 4π d'angle solide, mais en plus l'efficacité de détection est proche de 100%. En outre, l'information sur l'énergie de réaction est disponible directement. En effet, pour ce type de réaction, le noyau incident possède un proton de moins que le noyau de recul. La perte d'énergie d'une particule étant proportionnelle au carré du nombre de proton, le profil de charge reconstruit le long de la trace induite dans MAYA montre un saut au niveau du point de réaction. La figure A.1 illustre ce phénomène.

Cependant, ce type d'étude ne peut être effectué que si l'état final peuplé ne décroît pas par particule chargée. Pour la réaction ${}^1\text{H}({}^{11}\text{Li},n){}^{11}\text{Be}(T=5/2)$, l'état peuplé dans le ${}^{11}\text{Be}$ décroît préférentiellement par proton [74]. Il n'est donc pas possible d'effectuer cette étude. La méthode a tout de même été testée sur la réaction connue ${}^1\text{H}({}^6\text{He},n){}^6\text{Li}(0^+,T=1)$. Le dispositif expérimental utilisé est illustré sur la figure A.2. Le faisceau de ${}^6\text{He}$ produit par la source SPIRAL [75] et post accéléré jusque 10 A MeV par le cyclotron CIME était envoyé dans le spectromètre SPEG [76], puis dégradé pour atteindre l'énergie incidente de 3.5 A MeV, suffisante pour observer la résonance située à 1.24 MeV centre de masse. La

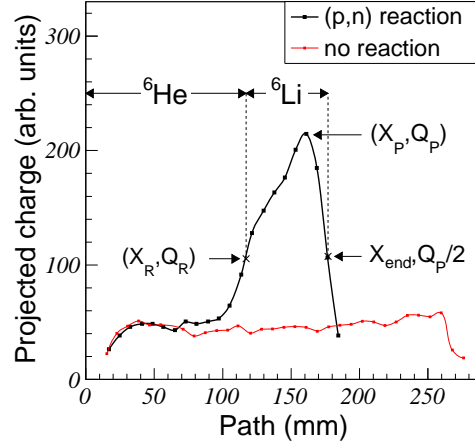


FIG. A.1 – Profil de charge reconstruit dans MAYA pour une réaction résonante (p,n) , comparée à un évènement sans réaction.

cible active MAYA était quant à elle placée dans le plan focal du spectromètre, et tournée de 9.5° , ceci afin de faciliter la reconstruction du profil de charge. La pression d'isobutane était réglée sur 106.6 mbar, si bien que les énergies de 0.8 à 1.8 MeV centre de masse étaient couvertes par la zone active du détecteur. Le faisceau direct était stoppé dans une jonction silicium de $700\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les noyaux de ${}^6\text{Li}$ produits ayant un parcours dans le gaz plus faible que les ions incidents, ils ne pouvaient atteindre cette jonction. Le déclenchement de l'acquisition était donc assuré par une anticoïncidence entre une chambre à dérive placée devant MAYA et le détecteur silicium. Afin d'obtenir la normalisation des données, une fraction des évènements où le faisceau atteignait la jonction était prise en compte dans l'acquisition.

La différence en Z entre le faisceau et le noyau produit permet également de sélectionner sans ambiguïté les évènements d'intérêt par la mesure de la hauteur du pic de Bragg Q_P . Ainsi, en traçant la corrélation entre la perte d'énergie totale Q_{TOT} mesurée dans MAYA et la hauteur du pic de Bragg (figure A.3), les évènements (p,n) sont identifiés comme étant ceux dont la hauteur du pic de Bragg est la plus élevée (supérieure à 180 dans le spectre). Pour comparaison, nous avons procédé à une simulation d'évènements faisceau pour des énergies incidentes comprises entre 2A et 3.5A MeV, ainsi que des réactions ${}^1\text{H}({}^6\text{He},n){}^6\text{Li}(0^+, T=1)$ ayant lieu à des énergies centre de masse entre 0.8 et 1.8 MeV. Les résultats de la simulation sont reportés sur la figure A.3 et reproduisent bien les données expérimentales.

En utilisant la simulation de la réaction, il nous est donc possible d'extraire l'efficacité de la méthode. Celle ci est représentée sur la figure A.4. Elle est proche de 80% pour cette configuration.

Ainsi, il nous est possible de construire la fonction d'excitation pour la réaction ${}^1\text{H}({}^6\text{He},n){}^6\text{Li}$. Elle est présentée sur la figure A.5. Un ajustement en matrice R, en fixant les largeurs partielles neutron et proton sur leur valeur théorique, et en laissant libre le facteur spectroscopique de l'état permet d'extraire les paramètres de l'état résonnant : $E_r=1.25\ \text{MeV}$,

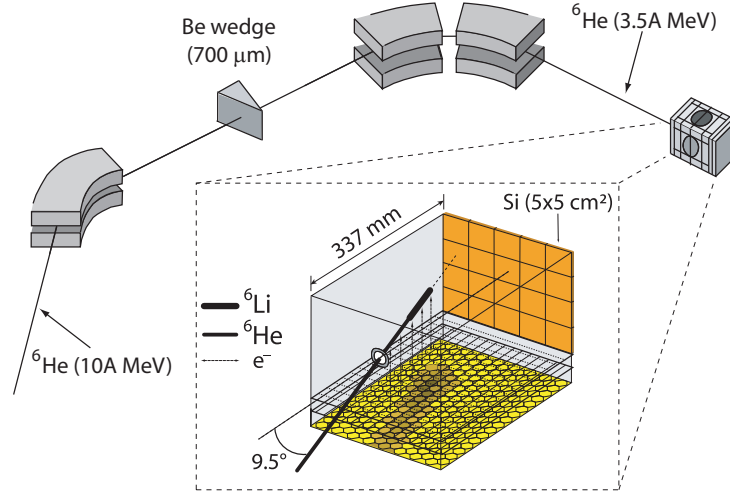


FIG. A.2 – *Dispositif expérimental utilisé pour l'étude de la réaction résonante ${}^1\text{H}({}^6\text{He},n){}^6\text{Li}(0^+,T=1)$.*

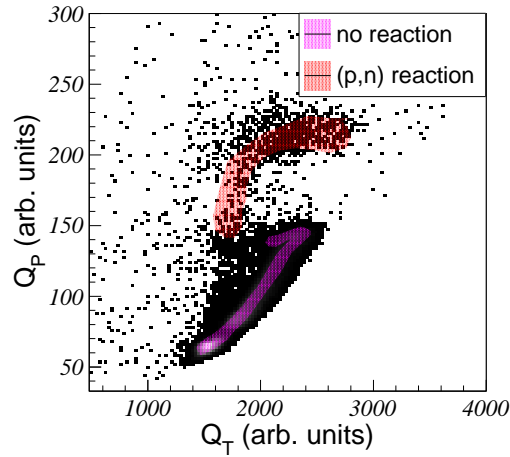


FIG. A.3 – *Corrélation entre la perte d'énergie totale dans MAYA et la hauteur mesurée du pic de Bragg. Une simulation d'évènements faisceau à différentes énergies incidentes (en rose) et d'évènements ${}^1\text{H}({}^6\text{He},n){}^6\text{Li}(0^+,T=1)$ (en rouge) a été superposée pour comparaison.*

$\Gamma=268$ keV et $S=0.6$. Ces valeurs sont en bon accord avec les mesures effectuées par Rogachev, et confirment la validité de la méthode employée. Enfin, notons que la fonction d'excitation présentée a été construite avec seulement 5×10^6 ions incidents total. Cette méthode pourrait donc être appliquée à d'autres systèmes, avec des faisceaux très peu intenses (jusque 10 particules par seconde).

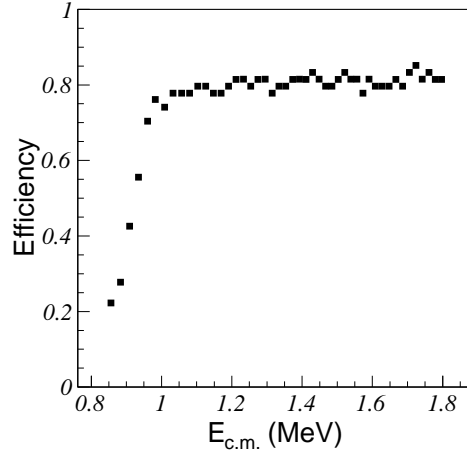


FIG. A.4 – *Courbe d'efficacité de la méthode d'analyse utilisée ici.*

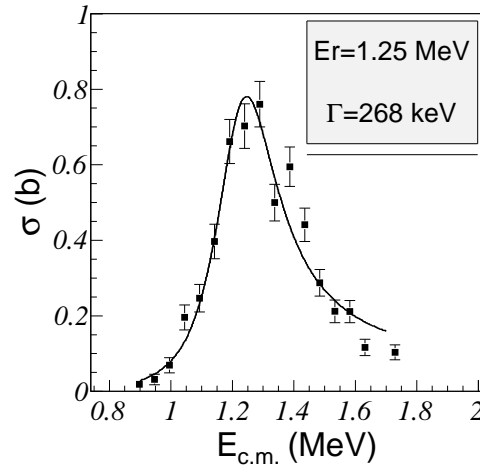


FIG. A.5 – *Fonction d'excitation pour la réaction ${}^1\text{H}({}^6\text{He},n){}^6\text{Li}(0^+, T=1)$ reconstruite avec MAYA. La courbe en noir est le résultat d'un ajustement en matrice R .*

Annexe B

Calculs divers

B.1 Calcul de l'angle centre de masse

Les réactions présentées dans la thèse sont étudiées à des énergies inférieures à 5A MeV. On peut donc négliger les effets relativistes et effectuer des calculs de cinématiques dans l'approximation classique. L'erreur alors commise est inférieure à 2%. Considérons une réaction binaire $A + B \rightarrow C + D$ à une énergie E dans le système du laboratoire, avec B la cible et A le projectile. On a les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion, projetée sur l'axe du faisceau et l'axe perpendiculaire :

$$E + m_A + m_B = E_c + m_c + E_D + m_D \quad (\text{B.1})$$

$$p_A = p_C \cos(\theta_C^C) + p_D \cos(\theta_D^{lab}) \quad (\text{B.2})$$

$$0 = p_C \sin(\theta_C^{lab}) - p_D \sin(\theta_D^{lab}) \quad (\text{B.3})$$

L'angle centre de masse de C s'exprime de la manière suivante :

$$\theta_C^{c.m.} = \text{atan} \left(\frac{\sin(\theta_C^{lab})}{\cos(\theta_C^{lab}) - v_{c.m.}/v_C^{lab}} \right) \quad (\text{B.4})$$

où $v_{c.m.}$ est la vitesse du centre de masse du système.

B.1.1 Expression du rapport $v_{c.m.}/v_C^{lab}$ en fonction de θ_C^{lab} et θ_D^{lab}

On a :

$$v_{c.m.} = \frac{m_A}{m_A + m_B} \sqrt{\left(\frac{2E}{m_A} \right)} \quad (\text{B.5})$$

en multipliant l'équation B.2 par $\sin(\theta_C^{lab})$ et l'équation B.3 par $\cos(\theta_C^{lab})$, puis en additionnant chaque membre on obtient :

$$p_C = \frac{p_A \sin(\theta_C^{lab})}{\sin(\theta_C^{lab} + \theta_D^{lab})} \quad (\text{B.6})$$

on en déduit que :

$$\frac{v_{c.m.}}{v_C^{lab}} = \frac{m_A}{m_A + m_B} \frac{\sin(\theta_C^{lab} + \theta_D^{lab})}{\sin(\theta_C^{lab})} \quad (\text{B.7})$$

B.1.2 Expression du rapport $v_{c.m.}/v_C^{lab}$ en fonction de θ_D^{lab} et E_D

En réécrivant l'équation B.4 on a :

$$\theta_C^{c.m.} = 180 - \theta_D^{c.m.} = 180 - \text{atan} \left(\frac{\sin(\theta_D^{lab})}{\cos(\theta_D^{lab}) - v_{c.m.}/v_D^{lab}} \right) \quad (\text{B.8})$$

que l'on peut écrire en fonction de θ_D^{lab} et E_D sachant que :

$$v_D^{lab} = \sqrt{(2E_D/m_D)} \quad (\text{B.9})$$

B.2 Calcul de la chaleur de réaction

On a par définition :

$$Q = m_A + m_B - m_C - m_D \quad (\text{B.10})$$

L'équation B.1 devient alors :

$$Q = E_C + E_D - E \quad (\text{B.11})$$

en utilisant les équations B.2 et B.3, multipliées respectivement par $\sin(\theta_C^{lab})$ et $\cos(\theta_C^{lab})$, et en combinant les deux équations obtenues, on obtient :

$$E_D = 2m_A E \frac{\sin^2(\theta_C^{lab})}{2m_D \sin^2(\theta_C^{lab} + \theta_D^{lab})} \quad (\text{B.12})$$

puis en substituant cette expression dans l'équation B.3 on a :

$$E_C = 2m_A E \frac{\sin^2(\theta_D^{lab})}{2m_C \sin^2(\theta_C^{lab} + \theta_D^{lab})} \quad (\text{B.13})$$

enfin, en combinant les deux équations précédentes, on obtient l'expression de la chaleur de réaction en fonction des angles des fragments :

$$Q = E \left(\frac{2m_A}{\sin^2(\theta_C^{lab} + \theta_D^{lab})} \left(\frac{\sin^2(\theta_C^{lab})}{m_D} + \frac{\sin^2(\theta_D^{lab})}{m_C} \right) - 1 \right) \quad (\text{B.14})$$

Bibliographie

- [1] I. Tanihata and R. Kanungo, C. R. Physique **4**, 437 (2003)
- [2] B. Jonson, Phys. Rep. **389**, 1 (2004)
- [3] I. Tanihata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 2676 (1985)
- [4] E. Arnold *et al.*, Phys. Lett. **B197**, 311 (1987)
- [5] P.J. Hansen and B. Jonson, Europhys. Lett. **4** (4), 409 (1987)
- [6] M.V. Zhukov *et al.*, Phys. Rep. **231**, 151 (1993)
- [7] L.D. Fadeev, Sov. Phys. JETP **12**, 1014 (1961)
- [8] V.M. Efimov, Comments Part. Nucl. Phys. **19**, 271 (1990)
- [9] K. Riisager *et al.*, Nucl. Phys. **A548**, 393 (1992)
- [10] T. Kobayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **60**, 2599 (1988)
- [11] A. Goldhaber *et al.*, Phys. Lett. **B53**, 306 (1974)
- [12] D.H. Wilkinson and D.E. Alburger, Phys. Rev. **113**, 563 (1959)
- [13] F. Ajzenberg-Selove and T. Lauritzen, Nucl. Phys. **A114**, 1 (1968)
- [14] K.H. Wilcox *et al.*, Phys. Lett. **B59**, 142 (1975)
- [15] F.C. Barker and G.T. Hickey, J. Phys. G **2**, L12 (1977)
- [16] M. Thoennessen *et al.*, Phys. Rev. C **59**, 111 (1999)
- [17] H.B. Jeppesen *et al.*, Phys. Lett. **B642**, 449 (2006)
- [18] S. Pita, PhD thesis, Université de Paris VI (2000)
- [19] L. Chen *et al.*, Phys. Lett. **B505**, 21 (2001)
- [20] G. Audi *et al.*, Nucl. Phys **A729**, 337 (2003)
- [21] I.J. Thompson and M.V. Zhukov, Phys. Rev. C **49**, 1904 (1994)
- [22] M. Zinzer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1719 (1995)
- [23] H. Simon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 496 (1999)
- [24] K. Ikeda, INS Report JHP-7 (1988) [en japonais]
- [25] T. Kobayashi *et al.*, Phys. Lett. **B232**, 51 (1989)
- [26] E. Arnold *et al.*, Phys. Lett. **B281**, 16 (1992)
- [27] T. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 252502 (2006)
- [28] G. Ewald *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 113002 (2004)

- [29] R. Sanchez *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 033002 (2006)
- [30] A.V. Dobrovolsky *et al.*, Nucl. Phys. **A766**, 1 (2006)
- [31] I. Tanihata, private communication
- [32] F.M. Marqués *et al.*, Phys. Lett **B476**, 219 (2000)
- [33] D.V. Fedorov *et al.*, Phys. Rev. C **50**, 2372 (1994)
- [34] T. Tanihata, Nucl. Phys. **A520**, 411c (1990)
- [35] C.E.Demonchy et al, Nucl. Instr. and Meth. **A583**, 341 (2007)
- [36] J.C. Santiard et al., CERN-ECP/94-17 (1994)
- [37] I.Endo et al, Nucl. Instr. and Meth., **188**, 51 (1981)
- [38] J. F. Ziegler, <http://www.srim.org>
- [39] K.Lau and J.Pyrlik, Nucl. Instr. and Meth. **A366**, 298 (1995)
- [40] C.E.Demonchy, PhD thesis, Universite de Caen (2002)
- [41] M.Caamano, PhD thesis, Universitade de Santiago de Compostela (2006)
- [42] P.T.Boggs et al, Journal of Econometrics **38**, 169 (1988)
- [43] J. Townsend, *electrons in gases*, Hutchinson, London (1947)
- [44] M.E. Rose and S.A. Kroff, Phys. Rev. **59**, 850 (1941)
- [45] R.J. Charity *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 064313 (2007)
- [46] C. Bachelet *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 182501 (2008)
- [47] M. Smith *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 202501 (2008)
- [48] S. Nagy *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 163004 (2006)
- [49] T. Roger *et al.*, Phys. Rev. C **79**, 031603 (2009)
- [50] D. Baye, Private Communication (2009)
- [51] J.M. Sparenberg, *Ecole Joliot-Curie 2007*, CNRS IN²P³
- [52] N.F. Mott and H.S.W. Massey, *The Theory of Atomic Collisions*, Oxford University Press (1933)
- [53] A.M. Lane and R.G. Thomas, Rev. Mod. Phys. **30**, 257 (1958)
- [54] N.K. Glendenning, *Direct Nuclear Reactions*, Academic Press (1983)
- [55] G.R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Oxford science publications (1983)
- [56] V. Lapoux *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 034608 (2002)
- [57] N. Keeley and V. Lapoux, Phys. Rev. C **77**, 014605 (2008)
- [58] F. Skaza, PhD thesis, Université de Paris XI (2004)
- [59] D. H. Wilkinson, American Journal of Physics **39**, 1106 (1971)
- [60] N. Michel *et al.*, Phys. Rev. C **67**, 054311 (2003)
- [61] G.V. Rogachev, Private Communication (2009)
- [62] G.V. Rogachev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 232502 (2004)

- [63] G.V. Rogachev *et al.*, Nucl. Phys. **A746**, 229c (2004)
- [64] B.A. Brown, Private Communication (2008)
- [65] N.A.F.M. Poppelier *et al.*, Phys Lett. **B157**, 120 (1985)
- [66] Y. Aksyutina *et al.*, Phys Lett. **B666**, 430 (2008)
- [67] I.J. Thompson, Comput. Phys. Rep. **7**, 167 (1988)
- [68] R.L. Varner *et al.*, Phys. Rep. **201**, 57 (1991)
- [69] F.D. Becchetti and G.W. Greenlees, Phys. Rev. **182**, 1190 (1969)
- [70] G.M. Perey and F.G. Perey, ADNTD **17**, 6 (1976)
- [71] F.D. Becchetti and G.W. Greenlees, Annual Report, J.H. Williams Laboratory, University of Minnesota (1969)
- [72] W.W. Daehnick *et al.*, Phys. Rev. C **31**, 2253 (1980)
- [73] I. Tanihata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 192502 (2008)
- [74] S. Shimoura *et al.*, Nucl. Phys. **A630**, 387c (1998)
- [75] A.C.C. Villari *et al.*, Nucl. Phys. **A693**, 465 (2001)
- [76] L. Bianchi *et al.*, Nucl. Phys. **A276**, 509 (1989)

Résumé :

Les cibles actives sont des outils parfaitement adaptés à l'étude des réactions induites par les faisceaux d'ions radioactifs de très basse intensité. Elles permettent en outre d'étudier simultanément les réactions directes et celles qui sont pour lesquelles un noyau composé est formé. La cible active MAYA, développée au GANIL, a été utilisée afin d'étudier les réactions induites par un faisceau de ^{11}Li de 4.3A MeV, auprès de l'accélérateur ISAC2, à TRIUMF (Canada). Les distributions angulaires pour les réactions de diffusion élastique et de transfert d'un et deux neutrons ont ainsi été reconstruites. La distribution angulaire de la réaction de diffusion élastique montre une augmentation de l'absorption du flux par rapport aux noyaux voisins. Une analyse en canaux couplés pour la réaction de transfert de deux neutrons, pour différents modèles à trois corps, a permis d'extraire des informations sur la spectroscopie du halo du noyau borroméen ^{11}Li . En parallèle, nous avons étudié la dépendance en énergie de la réaction de diffusion élastique en utilisant la cible active MAYA comme cible épaisse. Le spectre extrait montre une résonance vers 3 MeV centre de masse. Cette résonance pourrait être un état isobarique analogue du ^{12}Li , observé dans le ^{12}Be . Nous avons procédé à des calculs en matrice R afin d'extraire les paramètres (spin et parité) de cet état.

Study of reactions induced by the halo nucleus ^{11}Li with the active target MAYA

Abstract :

Active targets are perfect tools for the study of nuclear reactions induced by very low intensity radioactive ion beams. They also enable the simultaneous study of direct and compound nuclear reactions. The active target MAYA, built at GANIL, has been used to study the reactions induced by a 4.3A MeV ^{11}Li beam at the ISAC2 accelerator TRIUMF (Canada). The angular distributions for the elastic scattering and the one and two neutron transfer reaction have been reconstructed. The elastic scattering angular distribution indicates a strong enhancement of the flux absorption with respect to the neighbouring nuclei. From a coupled channel analysis of the two neutron transfer reaction for different three body models, the informations on the structure of the halo of the borromean nucleus ^{11}Li have been extracted. Meanwhile, the energy dependence of the elastic scattering reaction has been studied, using the active target MAYA as a thick target. The resulting spectrum shows a resonance around 3 MeV centre of mass. This resonance could be an isobaric analog state of ^{12}Li , observed in ^{12}Be . R matrix calculations have been performed in order to extract the parameters (spin and parity) of this state.

Mots Clés :

Réactions directes – Réactions de transfert de protons – Diffusion élastique – Modèles optiques – Structure nucléaire – Cible active – Noyau à halo – Réactions résonantes

Discipline : Constituants élémentaire et physique théorique

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds
BP 55027
14076 CAEN Cedex 05